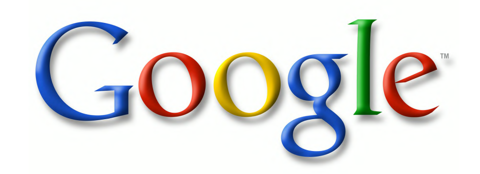
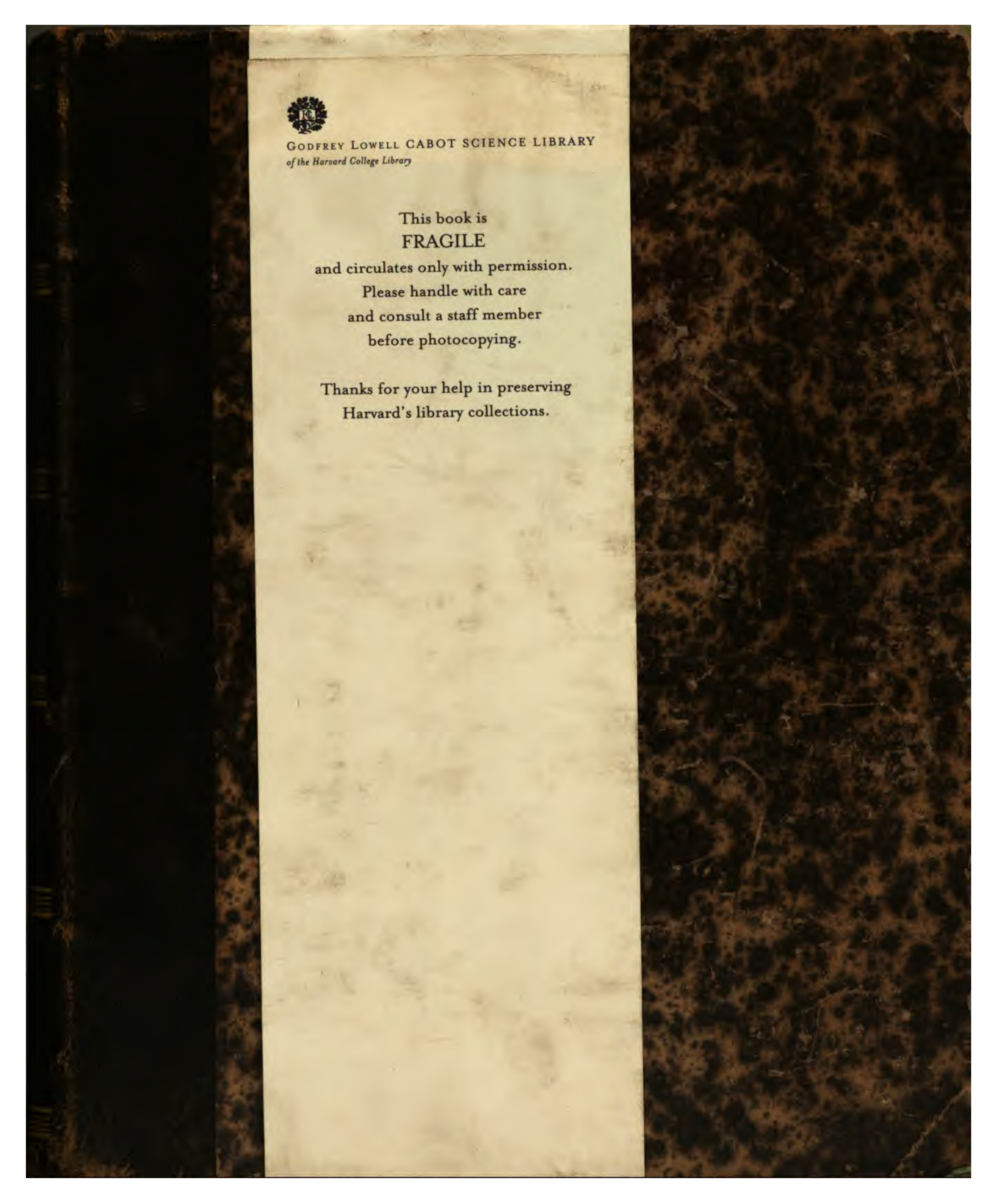



GODFREY LOWELL CABOT SCIENCE LIBRARY
of the Harvard College Library
This book is
FRAGILE
and circulates only with permission.
Please handle with care
and consult a staff member
before photocopying.
Thanks for your help in preserving
Harvard's library collections.


Eng 2
HA
BOU
P
FOR FRE
AN





RELATION

DES EXPÉRIENCES

POUR DÉTERMINER

LES LOIS ET LES DONNÉES PHYSIQUES NÉCESSAIRES

AU CALCUL

DES MACHINES A FEU.

RELATION
DES EXPÉRIENCES

ENTREPRISES PAR ORDRE

DE S. E. M. LE MINISTRE DES TRAVAUX PUBLICS,

ET SUR LA DEMANDE

DE LA COMMISSION CENTRALE DES MACHINES A VAPEUR,

POUR DÉTERMINER

LES LOIS ET LES DONNÉES PHYSIQUES NÉCESSAIRES

AU CALCUL

DES MACHINES A FEU,

PAR M. V. REGNAULT,

INGÉNIEUR EN CHEF DES MINES, MEMBRE DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

TOME TROISIÈME.

PARIS,

LIBRAIRIE DE FIRMIN DIDOT FRÈRES,

IMPRIMEURS DE L'INSTITUT, RUE JACOB, 56.

1870

INSTITUT IMPÉRIAL DE FRANCE.

MÉMOIRE

SUR LA

VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES

DANS LES MILIEUX GAZEUX

PAR M. V. REGNAULT

Membre de l'Institut.

La connaissance exacte de la vitesse avec laquelle un ébranlement se propage dans un milieu élastique fournit des éléments précieux pour étudier la constitution moléculaire de ce milieu et pour vérifier les diverses lois qui ont été établies par des expériences d'un autre ordre. Cette étude prend encore un intérêt plus grand depuis que les savants s'accordent à considérer la chaleur comme le résultat produit par des mouvements vibratoires, ce qui établit une relation intime entre la calorimétrie et la mécanique rationnelle.

Newton a montré que la vitesse de propagation d'un ébranlement dans un gaz parfait, c'est-à-dire dans un gaz qui obéit rigoureusement aux conditions qu'il lui impose, est

représentée par la formule $V = \sqrt{\frac{e}{d}}$, dans laquelle e indique la pression exercée sur un mètre carré, et d la masse du mètre cube du gaz homogène qui constitue le milieu. Il suppose implicitement que le passage de l'ébranlement ne modifie en rien les conditions physiques du milieu. Or, lorsque une onde foulante se propage dans un milieu élastique, son passage en un point quelconque produit une compression suivie d'une détente, par suite un dégagement de chaleur suivi d'une absorption égale, lesquels augmentent la vitesse de propagation. Newton a négligé entièrement ces effets; aussi la vitesse du son dans l'air, calculée d'après sa formule, ne s'accorde-t-elle nullement avec l'expérience. Laplace a montré le premier que, pour en tenir compte, il faut multiplier la valeur de V donnée par la formule de Newton, par $\sqrt{\frac{C_p}{C_v}}$, c'est-à-dire par la racine carrée du rapport entre la capacité calorifique du gaz sous pression constante, et celle du même gaz sous volume constant.

Si l'on retranche de la vitesse réelle de propagation, celle que l'on déduit de la loi de Newton, on a un effet mécanique, l'*augmentation de la vitesse de propagation*, lequel est produit par une quantité de chaleur dont l'origine et la nature sont bien définies. Cela fournit un moyen simple, et c'est le seul que nous ayons trouvé jusqu'ici, de déterminer avec précision l'effet mécanique produit par une quantité connue de chaleur, sans qu'il y ait intervention d'un appareil ou d'une machine, qui trouble toujours les résultats.

Ce sont ces considérations qui m'ont déterminé, il y a longtemps, à entreprendre des recherches sur la vitesse de

propagation des ondes dans les milieux gazeux, en faisant varier à la fois la nature des ondes et les diverses conditions physiques des milieux.

Mes premières expériences datent de 1855, et, dès cette époque, l'Académie a bien voulu mettre à ma disposition la somme nécessaire pour les entreprendre. Malheureusement, pour le programme que je m'étais imposé, il fallait attendre des circonstances favorables. Elles ne se présentèrent qu'en 1862, à la suite des grands travaux de canalisation que la ville de Paris fit exécuter pour conduire le gaz de l'éclairage dans la vaste zone annexée à la ville, et pour amener à l'intérieur les eaux de la Marne et de la Dhuis. Grâce à la bienveillance que m'ont témoignée les ingénieurs chargés de ces grands travaux, j'ai pu profiter de toutes les occasions favorables, et je suis parvenu à réunir la longue série de recherches qui composent ce mémoire.

Calcul théorique de la vitesse de propagation d'une onde longitudinale dans un milieu gazeux.

Newton a établi le premier que la vitesse de propagation des ondes longitudinales dans un gaz est représentée par la formule très-simple

$$V = \sqrt{\frac{e}{d}}$$

dans laquelle e représente l'élasticité du gaz et d sa densité.

Il suppose que le gaz jouit de l'*élasticité parfaite,* c'est-à-dire que les déplacements moléculaires sont toujours exactement proportionnels aux compressions qui les produisent.

La même formule est généralement admise pour un milieu gazeux indéfini, pourvu qu'il soit homogène, dépouillé de pesanteur, enfin pourvu que la surface de l'onde soit plane et indéfinie; ou bien si l'onde provient d'un ébranlement sphérique, qu'on ne la considère qu'à une grande distance de l'origine de l'ébranlement.

Dans ce cas, e représente la pression par mètre carré qui s'exerce sur le milieu, et d la masse du mètre cube de ce milieu.

Laplace (1) a cherché la formule qui donne la vitesse de transmission d'une onde longitudinale dans un milieu homogène quelconque, solide, liquide ou gazeux, jouissant de l'élasticité parfaite; mais il ne considère que les déplacements moléculaires suivant la direction de la transmission; en un mot il suppose qu'il n'y a aucune réaction moléculaire latérale. Laplace arrive à la formule suivante :

$$v = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}},$$

dans laquelle

g représente l'accélération produite par la pesanteur,

ε l'allongement ou la contraction éprouvée par une colonne de 1 mètre de ce milieu sous l'influence d'une traction ou d'une pression égale au poids de cette colonne.

Appliquons ces deux formules à la propagation des ondes dans l'air atmosphérique.

Remarquons d'abord que si nous regardons l'air atmosphérique comme un milieu élastique parfait, nous admettons implicitement qu'il suit exactement la loi de Mariotte, ce qui est contraire à l'expérience.

(1) *Annales de chimie et de physique*, 1re série, t. III, page 164.

Soient

$\mathcal{G}$ le poids du mètre cube de mercure à 0°,

b le poids du mètre cube d'air à 0°, sous la pression 0m760,

g l'accélération due à la pesanteur,

H la hauteur du baromètre, réduite à 0°, telle qu'elle existe dans l'air tranquille au moment de l'expérience,

t la température de l'air au même moment.

On a pour la formule de Newton

$$e = \mathrm{H}\mathcal{G}, \qquad dg = \frac{b}{1+\alpha t} \cdot \frac{\mathrm{H}}{0{,}760}.$$

La formule $\mathrm{V} = \sqrt{\frac{e}{d}}$ devient donc

$$\mathrm{V} = \sqrt{g\,\frac{\mathcal{G}}{b}(1+\alpha t) \, . \, 0{,}760}. \qquad \text{(A)}$$

Cherchons maintenant l'expression de ε dans la formule de Laplace :

Un mètre cube d'air à la température t et sous la pression uniforme H pèse

$$b \, . \, \frac{\mathrm{H}}{0{,}760} \, \frac{1}{1+\alpha t}.$$

Lorsqu'il est comprimé suivant une seule direction par une pression égale à son poids, sans qu'il puisse s'étendre transversalement, sa température restant invariable, sa longueur 1 deviendra $1-\varepsilon$ et l'on aura

$$\frac{1}{1-\varepsilon} = \frac{\mathrm{H}\mathcal{G} + b\,\frac{\mathrm{H}}{0{,}760}\,\frac{1}{1+\alpha t}}{\mathrm{H}\mathcal{G}} = 1 + \frac{b}{\mathcal{G}\,.\,0{,}760}\,\frac{1}{1+\alpha t}.$$

C'est ce qui arrivera si l'air est renfermé dans un tuyau dont les parois sont regardées comme inextensibles.

Si l'on suppose que ε est une fraction très-petite, l'équation précédente peut s'écrire

$$1+\varepsilon = 1 + \frac{b}{\mathcal{G}\,.\,0{,}760}\,\frac{1}{1+\alpha t},$$

d'où

$$\varepsilon = \frac{b}{\delta . 0{,}760} \cdot \frac{1}{1+\alpha t}.$$

La formule $V = \sqrt{\frac{g}{\varepsilon}}$ devient donc

$$V = \sqrt{\frac{g\delta}{b} 0{,}760 (1+\alpha t)} \qquad \text{(A)}$$

Ainsi avec les hypothèses que nous avons faites, les formules de Newton et de Laplace conduisent pour l'air à la même formule (A).

Mais une compression de l'air ne peut pas se faire sans qu'il y ait dégagement de chaleur, par suite élévation de température ; il en résulte une augmentation de la force élastique dont nous n'avons pas tenu compte.

Quand une onde traverse l'air, le passage se fait si rapidement que l'on peut admettre que la chaleur dégagée par la compresion reste tout entière dans le gaz, et qu'il n'y a ni gain ni perte de chaleur venant du dehors. On peut l'admettre, sans crainte d'erreur, quand la propagation se fait dans l'air libre, indéfini dans tous les sens ; mais cette hypothèse pourrait bien ne pas être entièrement exacte quand la propagation se fait par l'air renfermé dans un tuyau métallique, de petite section, et à paroi épaisse. Quoi qu'il en soit, nous admettrons que, dans tous les cas, il n'y aura jamais ni gain ni perte de chaleur.

Supposons que la compression qui existe dans l'onde soit telle qu'un volume v d'air devienne $v - \Delta v$, s'il n'y avait pas dégagement de chaleur, l'élasticité e deviendrait d'après la loi de Mariotte $e\left(\frac{v}{v-\Delta v}\right) = e\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-1}$; mais ce changement d'élasticité n'influe pas sur la vitesse de propagation

$V = \sqrt{\frac{e}{d}}$, parce que la densité d subit un changement égal.

Mais si la compression dégage de la chaleur, par suite élève la température sans changer la densité, alors la vitesse devient d'après Laplace $V = \sqrt{\frac{e(1+k)}{d}}$; k étant une quantité qu'il s'agit de déterminer.

Or, si l'on représente par m le rapport entre les deux chaleurs spécifiques du gaz sous pression constante et sous volume constant, si l'on admet que ce rapport est le même sous toutes les pressions, enfin que la chaleur dégagée reste en entier dans le gaz, on doit avoir d'après la loi de Poisson :

$$\frac{e\left[1 + \frac{\Delta v}{v}(1+k)\right]}{e} = \left(\frac{v}{v - \Delta v}\right)^m, \quad \text{d'où} \quad 1 + e\frac{\Delta v}{v}(1+k) = e\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-m}.$$

Le changement d'élasticité produit uniquement par le dégagement de chaleur est donc

$$e\frac{\Delta v}{v}k = e\left\{\left(\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-m} - \left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-1}\right\}$$

d'où

$$k = \frac{\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-m} - \left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-1}}{\frac{\Delta v}{v}};$$

mais

$$\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-m} = 1 + m\frac{\Delta v}{v} + \frac{m(m+1)}{2}\frac{\Delta v^2}{v^2} + \frac{m(m+1)(m+2)}{2.3}\frac{\Delta v^3}{v^3} + \ldots$$

$$\left(1 - \frac{\Delta v}{v}\right)^{-1} = 1 + \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta v^2}{v^2} + \frac{\Delta v^3}{v^3} + \ldots$$

par suite

$$k = \frac{1}{\frac{\Delta v}{v}}\left\{(m-1)\frac{\Delta v}{v} + \left(\frac{m(m+1)}{2} - 1\right)\frac{\Delta v^2}{v^2} + \left(\frac{m(m+1)(m+2)}{2.3} - 1\right)\frac{\Delta v^3}{v^3} + \ldots\right\}$$

ou enfin

$$k = m - 1 + \frac{\Delta v}{v}\left(\frac{m(m+1)}{2} - 1\right) + \frac{\Delta v^2}{v^2}\left(\frac{m(m+1)(m+2)}{2.3} - 1\right) + \ldots \quad \text{(B)}$$

La vitesse de propagation de l'onde est donc représentée par la formule générale

$$V = \sqrt{\frac{g6}{b} 0,760 (1 + \alpha t)\left\{m + \frac{\Delta v}{v}\left(\frac{m(m+1)}{2} - 1\right) + \frac{\Delta v^2}{v^2}\left(\frac{m(m+1)(m+2)}{2.3} - 1\right) + \ldots\right\}}$$

Si $\frac{\Delta v}{v}$ est une fraction assez petite pour que l'on puisse négliger tous les termes qui renferment des puissances supérieures à $\frac{\Delta v}{v}$, on aura

$$1 + k = m + \frac{\Delta v}{v}\left[\frac{m(m+1)}{2} - 1\right] \quad \text{(C)}$$

et par suite

$$V = \sqrt{\frac{g6}{b} 0,760 (1 + \alpha t)\left\{m + \frac{\Delta v}{v}\left[\frac{m(m+1)}{2} - 1\right]\right\}}. \quad \text{(D)}$$

Si l'on peut négliger $\frac{\Delta v}{v}$, on aura simplement

$$V = \sqrt{\frac{g6}{b}(1 + \alpha t)\, m .\, 0,760.} \quad \text{(E)}$$

C'est l'expression de la vitesse du son, telle qu'elle a été donnée par Laplace, et qui a été généralement admise par les physiciens.

Cette formule n'est qu'une approximation ; elle suppose que l'air suit rigoureusement la loi de Mariotte ; de plus, que les ondes ne possèdent qu'une différence de pression insensible par rapport au milieu ambiant. Elle ne s'applique donc qu'aux ondes très-faibles, et elle doit s'éloigner

d'autant plus de la réalité que l'onde sera plus intense (1).

Nous ne nous sommes occupé jusqu'ici que de la propagation d'une onde comprimée ; il est facile de voir que les mêmes considérations s'appliquent à la propagation d'une onde dilatée et qu'on arrivera nécessairement à la même formule pour la vitesse de propagation. En effet, la propagation de l'onde dans le milieu élastique ne consiste qu'en la propagation de l'excès de force élastique qui existe dans l'intérieur de l'onde. Si le milieu jouit de l'élasticité parfaite, cet excès se propagera de la même manière, qu'il soit négatif ou positif, c'est-à-dire pour l'onde dilatée comme pour l'onde comprimée.

La compression dans l'onde comprimée produit un dégagement de chaleur qui augmente l'élasticité, par conséquent la différence d'élasticité avec le milieu tranquille. La dilatation dans l'onde dilatée produit une absorption de chaleur, c'est-à-dire une diminution dans l'élasticité. Lorsque le milieu est d'une élasticité parfaite, la diminution dans l'onde dilatée est égale à l'augmentation qui a eu lieu dans l'onde comprimée; ainsi la différence entre l'élasticité de l'onde dilatée et celle du milieu tranquille est la même que celle qui existait entre l'élasticité de l'onde comprimée et celle du même milieu.

Lorsque les ondes sont produites par les vibrations isochrones d'un corps élastique, comme cela arrive pour les ondes sonores, on aura la succession d'ondes, comprimées

(1) M. Schrœder van der Kolk, dans un mémoire remarquable publié en 1865 dans les Annales de Poggendorff, tome CXXIV, page 453, est arrivé aux mêmes conséquences en s'appuyant sur les principes de la théorie mécanique de la chaleur, et en faisant voir que les équations générales ne donnent la formule de Laplace que quand on néglige l'intensité du mouvement vibratoire.

et dilatées, qui passeront en un même point du milieu avec la même vitesse, et celle-ci sera donnée par la formule que nous avons développée plus haut.

En résumé, la théorie que je viens de développer repose sur des principes, dont quelques-uns sont contestables. Ainsi :

1° Nous avons admis que les gaz sont des fluides élastiques parfaits, qui suivent par conséquent rigoureusement la loi de Mariotte. L'expérience nous a prouvé qu'il n'en est pas ainsi, et il est possible que cette anomalie exerce une influence sensible sur la vitesse de propagation de l'onde.

2° Pour tenir compte de l'influence de la chaleur dégagée dans l'onde par la compression, nous calculons la force élastique qui en résulte par la formule

$$\frac{e'}{e} = \left(\frac{v}{v - \Delta v}\right)^m,$$

dans laquelle m représente le rapport entre les deux chaleurs spécifiques du gaz, sous pression constante et sous volume constant. Or cette formule suppose encore que le gaz suivrait la loi de Mariotte, si la chaleur dégagée se dissipait instantanément au dehors. Il serait plus exact de dire que m est une fonction encore inconnue de e et de v, qui devrait satisfaire à la véritable loi de l'élasticité.

3° Le changement de force élastique produit par la chaleur dégagée est représenté par la fonction (B) de $\frac{\Delta v}{v}$, que nous avons développée en série suivant les puissances ascendantes de $\frac{\Delta v}{v}$. Mais nous avons réduit cette série à ses deux premiers termes (C) en négligeant toutes les puissances de $\frac{\Delta v}{v}$

supérieures à la première. Cela suppose que $\frac{\Delta v}{v}$ est très-petit; il faudra s'assurer dans chaque expérience, s'il en est réellement ainsi.

4° La valeur approximative (C) de $(1 + k)$ étant introduite dans la formule de la vitesse de propagation donne une expression (D), que nous avons également développée en série suivant les puissances ascendantes de $\frac{\Delta v}{v}$. On devra prendre un nombre de termes d'autant plus grand que $\frac{\Delta v}{v}$ sera une fraction plus considérable. Lorsque $\frac{\Delta v}{v}$ est une fraction infiniment petite, on peut se borner au premier terme du développement, et c'est seulement à ce cas que s'applique réellement la formule de Laplace

$$V = \sqrt{\frac{g6}{b}(1 + \alpha t)m.0,760.}$$

Ainsi, avant de recourir à cette formule, on devra s'assurer si $\frac{\Delta v}{v}$ est véritablement négligeable.

5° Lorsque la fraction $\frac{\Delta v}{v}$ a une valeur sensible, son influence se reconnaîtra dans la vitesse observée. Cette vitesse augmentera sensiblement avec la valeur de $\frac{\Delta v}{v}$, c'est-à-dire avec l'intensité de l'onde. Ainsi, si la théorie mathématique est exacte, la vitesse de propagation d'une onde dans un même milieu est d'autant plus grande que l'excès de force élastique de cette onde, ou son intensité, est plus considérable.

La formule générale

$$V = \sqrt{\frac{g\mathfrak{G}}{b}(1+\alpha t)\,0{,}760\left\{m + \frac{\Delta v}{v}\left[\frac{m(m+1)}{1.2} - 1\right]\right\}}$$

permet de calculer la vitesse de propagation d'une onde quelconque quand on a défini nettement le milieu gazeux dans lequel l'onde se propage, et son intensité $\frac{\Delta v}{v}$ au point de départ. Mais il reste encore des doutes sur la valeur de m, telle qu'elle a été donnée par des expériences dont aucune ne réalise les conditions dans lesquelles m intervient dans la propagation des ondes. La méthode employée d'abord par Gay-Lussac, Clément et Desormes, Masson, modifiée plus tard par MM. Cazin, Weissbach, Laboulaye et Tresca, s'applique à un phénomène complexe, dans lequel la quantité m joue certainement le rôle principal, mais dont on ne peut pas encore aujourd'hui préciser tous les éléments.

En tous cas, c'est en mesurant directement la vitesse avec laquelle des ondes d'intensités très-différentes se propagent dans des milieux gazeux dont on fait varier les éléments, que l'on peut reconnaître :

1° Si cette formule est exacte pour l'air atmosphérique;

2° Si on peut l'appliquer même aux gaz qui s'éloignent davantage de la loi de Mariotte;

3° Enfin dans quels cas on peut remplacer la formule générale (D) par la formule plus simple de Laplace,

$$V = \sqrt{\frac{g\mathfrak{G}}{b}(1+\alpha t).m.0{,}760}.$$

Plusieurs physiciens ont cherché à déterminer la vitesse du son en mesurant la longueur des ondes isochrones qui produisent un son musical dont la note est exactement con-

nue. Soient λ la longueur de l'onde, N le nombre de vibrations par seconde, on a

$$V = \lambda N.$$

Mais il est difficile de mesurer directement, et avec une précision suffisante, la longueur d'une onde sonore, et les méthodes indirectes, fondées sur l'emploi des tuyaux d'orgue, soulèvent beaucoup d'objections. Ce mode d'expérience ne s'applique d'ailleurs qu'à des ondes de faible intensité, et ne pourrait pas servir à la vérification de notre formule, dans l'étendue où il convient de la suivre.

Supposons qu'en un point d'un milieu parfaitement élastique, et indéfini dans tous les sens, il survienne une explosion qui donne naissance à une petite sphère du rayon r. Cette sphère comprimera le milieu ambiant, et se trouvera ainsi enveloppée d'une couche plus dense, dont l'épaisseur d sera d'autant plus petite que l'explosion aura été plus instantanée. L'excès e de la compression dépend à la fois de l'énergie de l'explosion et de sa durée. Si l'explosion est absolument instantanée, l'épaisseur de l'enveloppe comprimée sera infiniment petite, et l'excès e de pression sera le même dans toute son épaisseur ; cet excès sera au contraire variable si l'explosion n'est pas instantanée.

La compression se propagera sphériquement dans le milieu élastique, et à chaque instant il existera dans l'onde la même quantité de compression. Lorsque l'onde a pour rayon r, cette quantité est représentée par

$$4\pi r^2 ed;$$

quand elle a pour rayon R, la compression est représentée par

$$4\pi R^2 \varepsilon d,$$

et l'on doit avoir

$$4\pi r^2 ed = 4\pi R^2 \varepsilon d,$$

d'où

$$\varepsilon = e\frac{r^2}{R^2}.$$

Ainsi la compression qui existe en chaque point de l'onde, c'est-à-dire son intensité, diminue en raison inverse du carré de la distance de l'onde à son origine.

Si l'explosion se fait à l'orifice d'un tuyau rectiligne indéfini, d'une section constante s, et dont les parois sont d'une rigidité absolue, l'onde ne sera sphérique qu'au point de départ; à une distance suffisante de ce point, elle pourra être considérée comme une onde plane, d'une section s, qui, si elle ne perd rien par la pression qu'elle exerce latéralement sur les parois du tuyau, se propagera indéfiniment en conservant son intensité constante.

Mais il est important de remarquer que toutes ces conditions ne seront remplies que si le milieu jouit de l'élasticité parfaite, et si les parois du tuyau n'interviennent pas dans le phénomène, soit par des résistances, soit en absorbant une petite partie de la chaleur dégagée par la compression.

Il est donc nécessaire de s'assurer par l'expérience jusqu'à quel point ces conditions sont remplies dans notre monde réel.

Quoi qu'il en soit, j'ai pensé que la vitesse de propagation des ondes dans des tuyaux rectilignes de grande étendue pourrait être étudiée et mesurée avec une plus grande précision que dans l'air libre. En effet :

1° L'intensité de l'onde diminue beaucoup moins avec la longueur du chemin parcouru ;

2° On peut lui faire subir des réflexions successives aux

extrémités fermées du tuyau, de manière à lui faire parcourir des chemins doubles, triples, quadruples, etc., etc., de la longueur dont on dispose ;

3° Le gaz dans le tuyau n'est pas traversé par une infinité de courants et d'ondes qui sillonnent notre atmosphère libre; on peut donc espérer réaliser les conditions dans lesquelles le milieu gazeux, parfaitement tranquille, ne sert qu'à la transmission de l'onde;

4° On peut modifier à volonté la nature et l'intensité de l'onde que l'on produit à l'origine du tuyau, tandis que dans l'air libre on n'a jamais pu mesurer la vitesse de propagation que sur les ondes sonores, très-intenses à l'origine, celles qui sont produites par les armes à feu ;

5° Dans une ligne de tuyaux, il sera plus facile de connaître la température du milieu élastique : lorsque les tuyaux sont enfouis à une même profondeur en terre, cette température est sensiblement la même dans toute la ligne;

6° L'air est toujours complétement saturé d'humidité dans les tuyaux enfouis en terre, ou maintenus dans des galeries souterraines, tandis qu'il est à peu près impossible de déterminer exactement la fraction de saturation de l'air dans la longueur considérable parcourue par le son dans notre atmosphère.

On conçoit, d'après les considérations que je viens de développer, que c'est surtout dans les tuyaux que l'on peut espérer faire des expériences assez précises pour déterminer l'influence des circonstances si diverses, qui peuvent modifier la vitesse de propagation des ondes dans les milieux gazeux.

Les seules expériences, entreprises jusqu'ici pour déter-

miner directement la vitesse de propagation des ondes dans les milieux gazeux, ont été faites dans l'air atmosphérique libre, et l'on s'est borné aux ondes sonores, très-intenses, qui sont produites par un coup de canon et en suivant ces ondes depuis leur origine. La méthode à laquelle on a eu toujours recours est la suivante :

On choisit deux stations A et B, aussi éloignées que possible, mais qui doivent être en vue l'une de l'autre ; on détermine rigoureusement leur distance.

A la station A on dispose une pièce de canon que l'on dirige vers la station B.

Un observateur se tient à la station B ; il est placé auprès d'un pendule à secondes, ou bien il est muni d'un compteur à secondes, bien réglé, et que je supposerai à pointage.

Le canon doit tirer à des moments déterminés d'avance. Lorsqu'un de ces moments approche, l'observateur de la station B observe attentivement la pièce A, et, aussitôt qu'il aperçoit la lumière, il marque le départ du coup sur son compteur.

Il pointe une seconde fois sur le compteur, lorsque son oreille perçoit l'arrivée du son.

Le nombre de secondes et de fraction de seconde qui s'est écoulé entre les deux pointages successifs indique le temps que le son a mis pour parcourir la distance qui sépare les deux stations.

Je ne m'arrêterai pas aux précautions que les observateurs ont prises pour éviter les causes perturbatrices, pour éliminer l'influence du vent, etc., etc. ; j'aurai occasion d'y revenir plus tard.

Cette méthode, très-simple dans son exécution, pré-

sente des causes d'incertitude sur lesquelles je dois insister.

L'observateur marque le départ de l'onde lorsque son œil aperçoit la lumière du canon. Il apprécie la fraction de la seconde en fractionnant, au sentiment, l'intervalle entre les deux battements de son pendule à secondes, ou, s'il se sert d'un compteur à secondes, en la concluant de la position de la marque entre les deux traits qui limitent la seconde entière. Or, quelle que soit l'agilité de l'observateur et son habileté dans ce genre d'expérience, je ne pense pas qu'il puisse être sûr de $\frac{1}{3}$ de seconde. Les conditions sont ici bien plus défavorables que quand il s'agit d'observations astronomiques : dans celles-ci on note l'instant du passage, sous le fil du micromètre, d'une étoile dont on suit le mouvement uniforme dans le champ de la lunette, tandis que, dans les expériences qui nous occupent, l'observateur est toujours surpris par le départ du coup. De plus, surtout lorsqu'on fait partir la pièce avec une mèche allumée, comme cela se faisait anciennement, deux flammes se produisent à la fois : la première s'échappe de la lumière, la seconde sort de la bouche de la pièce. Or il peut y avoir un intervalle sensible entre ces deux apparitions qui arrivent superposées à l'observateur placé en B.

L'observateur compte les secondes et les fractions de seconde sur le pendule jusqu'au moment où son oreille reçoit la perception du son, ou bien il pointe vivement ce moment sur le compteur. Mais il est évident que cette marque de l'arrivée présentera autant d'incertitude que celle du départ.

Peut-on admettre l'instantanéité absolue des sensations qui sont produites en nous par les organes de la vue et de l'ouïe ? Le temps qui s'écoule depuis l'instant de la perception et celui où la volonté opère est-il absolument nul ? Peut-

on négliger le temps que le doigt met à pousser la pointe du compteur, etc., etc.

L'erreur qui peut provenir de ces diverses causes est d'autant plus notable que les stations A et B sont plus rapprochées; j'ai reconnu par des expériences directes qu'elle s'élevait souvent à $\frac{1}{10}$, quelquefois même à $\frac{1}{5}$ de la vitesse réelle, quand la distance entre les deux stations est de 500 mètres.

Cette méthode ne peut donc être employée que pour des ondes très-intenses et quand l'observateur est à une distance d'au moins 10,000 à 20,000 mètres. Elle ne conviendrait nullement aux recherches que je me suis imposées, car dans celles-ci il faut pouvoir faire varier beaucoup l'intensité des ondes au départ, et mesurer leur vitesse dans les diverses parties de leur parcours.

L'application des principes de la télégraphie électrique à la détermination de la vitesse de propagation du son simplifie beaucoup la question, et elle permet de supprimer complétement l'intervention de l'observateur. J'indiquerai d'abord sommairement ma manière d'opérer; je décrirai ensuite avec détail les divers appareils qui interviennent dans le travail. Il sera plus facile alors de faire comprendre le rôle qu'ils jouent dans chaque expérience et les conditions auxquelles ils doivent satisfaire.

Je prendrai le cas d'une onde comprimée qui se propage dans une ligne de tuyaux dont on connaît exactement la longueur; on cherche le temps qui est nécessaire à l'onde pour parcourir cette ligne. Je suppose que l'onde est produite par un coup de pistolet tiré à l'origine A.

Dans ce cas, l'orifice A du tuyau est fermé hermétique-

ment par une plaque de tôle, percée d'une ouverture circulaire. Le canon du pistolet s'engage dans cette ouverture, à l'aide d'un bouchon de liége qu'il traverse. Un fil télégraphique, bien isolé de la terre, suit la ligne des tuyaux dans toute sa longueur ; il est constamment en communication avec l'un des pôles d'une pile disposée auprès de l'orifice A.

On charge le pistolet avec une quantité connue de poudre de chasse, que l'on comprime à l'aide d'une bourre de feutre. Le pistolet étant chargé, on tend sur la bouche du canon un fil fin d'acier ou de laiton qui communique par l'un de ses bouts avec le fil de la ligne télégraphique, et par l'autre avec la terre, laquelle est d'ailleurs en communication avec le second pôle de la pile. Le courant de la pile se trouve ainsi établi par l'intermédiaire du fil tendu sur la bouche du pistolet.

La seconde extrémité B de la ligne des tuyaux est fermée par une membrane mince en caoutchouc. Au centre de cette membrane on a collé un petit disque en platine qui communique avec la terre à l'aide d'un fil métallique très-flexible, et qui est soudé sur le petit disque. L'extrémité B du fil télégraphique se termine par une tige métallique, à pointe émoussée, qui se trouve exactement au devant du disque en platine de la membrane, et que l'on peut en approcher à volonté. Lorsque la pointe ne touche pas le disque, le courant de la pile ne peut pas gagner la terre par cette voie, puisque la communication métallique est interrompue.

Enfin, auprès de la station A se trouve un appareil enregistreur que je décrirai plus loin, mais que je réduirai, pour simplifier, à une surface plane, animée d'un mouvement régulier de translation, ou à un disque circulaire qui tourne

uniformément autour de son axe. Trois traceurs très-flexibles s'appuient et marquent sur cette surface mobile.

Le premier marque les oscillations d'un pendule à secondes.

Le second inscrit les vibrations régulières et continues d'un diapason.

Le troisième marque les interruptions et les rétablissements du courant qui surviennent dans le fil télégraphique.

Cela posé, pour faire une expérience, on donne le mouvement à l'appareil enregistreur, et l'on fait partir le coup de pistolet. La bourre en sortant du canon rompt le fil métallique tendu devant, et arrête ainsi le courant. Cette interruption est marquée sur l'appareil enregistreur.

Lorsque l'onde arrive à l'extrémité B des tuyaux, elle pousse vivement la membrane de caoutchouc, dont le disque en platine vient frapper sur la pointe qui termine le fil de la ligne télégraphique. Le courant se trouve ainsi rétabli, et le moment de ce rétablissement est marqué sur l'appareil enregistreur.

Pour avoir le temps, en secondes, que l'onde a mis pour parcourir la ligne des tuyaux, il suffit de compter le nombre de vibrations du diapason, et la fraction de vibration qui se trouve comprise entre les marques du départ en A et de l'arrivée en B, ainsi que le nombre des vibrations du diapason qui correspond, *au même moment,* à une oscillation du pendule à secondes.

Cette description succincte suffit pour faire voir quels sont les appareils spéciaux nécessaires pour mes expériences; je vais les décrire maintenant avec détail.

DESCRIPTION DES APPAREILS DE MESURE.

Appareil enregistreur.

Cet appareil est représenté (fig. 1 et 2, planche II). Il doit enregistrer, simultanément, sur une même bande de papier noircie au noir de fumée :

1° Les oscillations d'un pendule à secondes ;

2° Les vibrations isochrones d'un diapason ;

3° Toutes les interruptions et les rétablissements de courant qui surviennent dans le fil télégraphique par le départ et par les arrivées de l'onde en des points déterminés de son parcours.

Une bande de papier continu ayant 27 millimètres de largeur et une longueur de 40 à 50 mètres, noircie uniformément sur l'une de ses faces par du noir de fumée, est enroulée sur l'axe d'une bobine A (fig. 2), où elle se trouve maintenue latéralement par deux disques découpés sous forme de roues. La face noircie du papier est en dedans, c'est-à-dire tournée vers l'axe. La bobine tourne librement autour d'un axe horizontal implanté dans la pièce de bois HGF ; un frein élastique *ff* la gêne dans son mouvement de rotation, afin de l'empêcher d'obéir à la vitesse acquise.

Au sortir de la bobine A, le papier *ppp* s'applique par sa face blanche sur un rouleau R, à axe également horizontal (fig. 1 et 2), autour duquel il tourne librement; il passe de là sur le rouleau Q, qui est lié invariablement à une poulie P, à plusieurs gorges de différents diamètres, et qui reçoit un mouvement régulier de rotation par la petite machine électromagnétique (fig. 4). La bande de papier, par sa face blanche, est serrée contre le rouleau Q par un autre rouleau plus petit M, dont l'axe horizontal est monté sur la bielle *gh* qui tourne autour d'un centre fixe *h*. Le rouleau M peut ainsi s'écarter à volonté du rouleau Q, et il n'est serré contre ce dernier que par l'élastique *qt*.

Le système des deux rouleaux Q et M constitue une espèce de laminoir dont le cylindre Q reçoit seul le mouvement de rotation, et qui entraîne irrésistiblement la bande de papier *ppp*.

Nous avons dit que le papier était noirci sur sa face intérieure quand il est roulé sur la bobine A; la face noircie passe donc extérieurement sur le rouleau R, et c'est sur ce rouleau qu'elle reçoit, à la fois, les marques des oscillations du pendule, celles du diapason, enfin celles des ruptures et des rétablissements de courant dans le fil télégraphique. La bande de papier s'éloigne du rouleau R avec toutes ces marques; mais il faut qu'en passant dans le laminoir QM, les marques ne soient pas effacées. On y parvient en ne faisant pas frotter le cylindre M par son arête entière, mais seulement par deux petits anneaux en peau, fixés sur le cylindre à des distances telles qu'ils ne peuvent enlever le noir de fumée que dans les intervalles compris entre les lignes des marques que j'ai indiquées.

Le diapason est représenté en $dd''d'$ (fig. 1 et 2); il est maintenu vertical sur la base de l'appareil par un écrou E. L'une de ses branches d' porte le stylet marqueur $d'e$. Le mouvement vibratoire du diapason est produit par les électro-aimants B, B, dont les interruptions de courant sont réglées par l'interrupteur $ll'kv$. Une pile de deux éléments Bunsen, dont les pôles communiquent avec les fils α et β, maintient le diapason dans un mouvement vibratoire parfaitement uniforme.

Les vis V, V permettent de rapprocher ou d'éloigner les électro-aimants du diapason, afin de les mettre dans les meilleures conditions pour obtenir des vibrations très-régulières. Diverses dispositions, qu'il serait trop long d'indiquer ici, permettent de régler l'interrupteur à mercure pour que ses vibrations soient bien en harmonie avec les vibrations naturelles du diapason. La plus simple, celle à laquelle on a le plus souvent recours, consiste en une coulisse à vis p, à l'aide de laquelle on fait varier la position du centre de gravité de la partie vibrante $ll'pk$.

Le godet v contient du mercure qui communique avec le fil ε' de la bobine B; le mercure est surmonté d'une couche d'alcool. En faisant monter plus ou moins le godet v, on amène le niveau du mercure à la distance convenable de la pointe métallique qui termine la lame vibrante du commutateur.

Le moteur électro-magnétique qui fait marcher la bande noircie est représenté (planche II, fig. 4); il est mis en mouvement par une pile de trois éléments de Bunsen, dont les pôles correspondent avec les pinces de serrage a et d. On arrête le moteur à l'aide du commutateur m, qui interrompt la circulation du courant.

Le mouvement du moteur se communique au rouleau Q (fig. 2) de l'appareil enregistreur par une courroie sans fin qui passe sur la gorge *rrr* du moteur électro-magnétique et sur l'une des gorges de la poulie P. On aura le mouvement de rotation le plus rapide quand on choisira la gorge du plus petit diamètre.

La figure 3, planche II, représente le pendule que j'ai employé dans toutes les circonstances où il était impossible d'établir, à poste fixe, un grand pendule à secondes.

Ce pendule bat la demi-seconde; il communique par les deux serrages *a* et *b* avec une pile de deux éléments Bunsen. Il marque les secondes sur la bande de papier noircie. Je ne m'arrêterai pas à donner la description du système électrique adapté au pendule, ni celle du commutateur, ni des moyens de le régler. Cette description ne serait intelligible que sur des dessins exécutés sur une grande échelle.

Les oscillations du pendule sont marquées sur la bande noire par le stylet *ay* (fig. 1), que l'électro-aimant D met en mouvement par l'intermédiaire du levier articulé *urxy*, dans lequel *y* représente un axe horizontal fixe. Le stylet *ay* ne s'écarte de sa position naturelle que dans les moments où l'électro-aimant D, traversé par le courant, attire le levier *ur*; au moment où le courant est interrompu, le stylet *y* est ramené par l'élastique *ri*. On fait varier la force du ressort élastique à l'aide de la vis *o*, qui agit sur le levier coudé *nmi*. Les écarts du stylet sont réglés par les deux vis *s* et *s*.

On fixe en *a* (fig. 3) le fil de l'un des pôles d'une pile Bunsen à deux éléments, en *b* un fil métallique qui rejoint en δ le fil de la bobine D de l'électro-aimant (fig. 1), et l'on fait communiquer le second pôle de la pile avec le fil δ' qui provient

de la seconde bobine D. De cette façon toutes les interruptions et les reprises du courant qui sont produites par les oscillations du pendule sont marquées sur le papier noirci.

Le troisième stylet *b* (fig. 1) marque les interruptions et les reprises du courant dans le fil télégraphique; il est disposé exactement comme le stylet *a* qui marque les oscillations du pendule. Il est ajusté à l'extrémité du levier articulé $u'r'x'y'$, ayant un axe horizontal fixe en y'; la branche horizontale $u'r'$ est attirée par l'électro-aimant C quand le courant le traverse, le stylet *b* se trouve ainsi écarté de sa position naturelle. Si le courant cesse dans l'électro-aimant, le stylet est ramené vivement à sa position naturelle par un ressort $i'r'$, dont on modifie, à volonté, la tension à l'aide de la vis o' agissant sur le petit levier coudé $n'm'i'$. Les écarts du stylet *b* sont réglés au moyen des deux vis s', s', qui limitent les excursions du levier horizontal $r'u'$.

La pile qui agit sur la ligne télégraphique est une pile Marié au sulfate de mercure, et composée de quatorze petits éléments; elle a une grande tension électrique qui se conserve assez bien pendant quinze jours. L'un des pôles communique avec la terre; l'autre est lié au fil $\iota\iota$ d'une des bobines C (fig. 1) de l'électro-aimant. Le second fil $\iota'\iota'$ des bobines C communique avec la ligne télégraphique.

Il faut apporter le plus grand soin à établir une communication parfaite avec la terre, et pour le pôle de la pile, et pour les fils fins qui terminent les petits disques métalliques des membranes. On ne l'obtient pas toujours suffisante par une simple communication avec les tuyaux de fonte, même quand ils sont enfouis dans le sol humide.

Je réunis les fils fins des membranes avec un gros fil de

fer bien décapé, et je couvre la jonction avec une lamelle d'étain qui fait plusieurs tours ; enfin, je serre la jonction sur une partie bien décapée de la bride du tuyau en fonte. Le fil de fer se termine par une large feuille de tôle ou de zinc sur laquelle il est soudé et que j'enfouis dans le sol, reconnu complétement humide, ou même dans l'eau courante, si j'en trouve dans le voisinage. Ces précautions sont indispensables quand on veut conserver au courant son intensité.

Si une communication avec la terre s'établit quelque part sur la ligne télégraphique, le courant traverse les bobines de l'électro-aimant, et l'attraction du levier *r'u'* fait faire un petit écart au stylet *b*. A la rupture du courant, le stylet est ramené à sa position naturelle par la réaction de l'élastique *i'r'*..

Le système articulé de chacun des stylets marqueurs doit être exécuté avec une grande perfection, afin de conserver une grande mobilité, quoique le mouvement ne lui soit permis que dans un seul plan vertical. Les figures 2 *a* et 2 *b* représentent le traceur proprement dit dans sa grandeur naturelle : *yy* est l'axe horizontal autour duquel le traceur peut tourner librement, *ef* un anneau fixé sur cet axe ; *cd* est une petite lame en acier, fixée sur l'anneau. Enfin une petite lamelle flexible *ab* en laiton est fixée sur la lame d'acier par un fil métallique fin. Cette lamelle est courbée, comme le montre la figure 2 *a*; sa pointe émoussée *b* s'appuie faiblement sur le papier enfumé et y laisse sa trace. Le ressort élastique agit sur la goupille *g*.

Pour rendre facile l'ajustement des trois traceurs dont les pointes doivent se trouver dans le même plan vertical, quand elles ne pressent pas sur le rouleau R, on a rendu mobile

l'axe de ce rouleau suivant une coulisse horizontale, de sorte que l'on peut éloigner, ou rapprocher, à volonté, ce rouleau des marqueurs. On ajuste donc exactement les lamelles des traceurs pendant que le rouleau R en est éloigné.

La mobilité du rouleau facilite aussi l'installation du papier noirci.

L'appareil enregistreur ne doit jamais être placé sur une table de bois ; celle-ci transmet trop facilement les vibrations et peut ainsi déranger celles du diapason, surtout si elle reçoit simultanément les vibrations d'un autre corps élastique. Je l'installe solidement sur une dalle en pierre, ou sur un mur en briques, bien dressé, et je le maintiens toujours dans la même position, ce que je reconnais par un fil à plomb qui reste attaché à l'appareil.

Avant de commencer une série d'expériences, il faut régler avec le plus grand soin les diverses parties de l'appareil. Cela est facile pour le pendule et pour le traceur de la ligne télégraphique, mais il faut plus de temps et des précautions spéciales pour l'ajustement du diapason.

Les vibrations de l'interrupteur doivent être parfaitement concordantes avec celles du diapason. On le reconnaît par ce fait que les vibrations du diapason conservent alors toujours la même amplitude. Si cette amplitude est variable, si elle passe par des périodes régulières d'augmentation et de diminution, les vibrations naturelles des deux corps élastiques ne sont pas concordantes ; il faut modifier l'interrupteur, principalement à l'aide du petit curseur *p* (fig. 1), jusqu'à ce que l'isochronisme des deux corps vibrants soit parfaitement établi. Quand ce but est atteint, la marche du diapason se maintient régulière pendant cinq ou six heures.

Appareil pour noircir le papier au noir de fumée.

L'enfumage du papier au noir de fumée est une opération délicate, qui demande de l'habitude et une attention soutenue. La figure 5, planche II, représente l'appareil que j'emploie pour cela.

A l'extrémité d'un axe horizontal *ab* tournant dans les palliers *a* et *b*, on ajuste la bobine A à l'aide de la vis de pression *r*. Cette bobine se compose d'un premier disque *lk* surmonté, à son centre, d'un petit cylindre en bois qui traverse le rouleau en papier, tel qu'il vient de la papeterie. Ce rouleau doit être solidement scellé sur le cylindre, afin qu'il ne puisse pas tourner quand on vient à tirer sur le papier pour le dérouler. Un second disque A*g*, que l'on serre sur l'axe au moyen d'un écrou, facilite encore le fixage du rouleau de papier.

Un second axe horizontal *cd*, rigoureusement parallèle à l'axe *ab*, et tournant dans les palliers *c*, *d*, porte à l'une de ses extrémités une manivelle M; on fixe sur la seconde extrémité la bobine BC, qui est précisément la bobine A de l'appareil enregistreur (fig. 1 et 2), et qu'il s'agit maintenant de garnir de papier noirci au noir de fumée. Les deux bobines doivent être exactement en face l'une de l'autre pour que le papier, se dévidant de la bobine A, s'enroule très-régulièrement sur la bobine BC. Pour faciliter cette régularisation des bobines, qui est indispensable à une bonne préparation du papier, on a adopté une disposition qui permet de rapprocher ou d'éloigner à volonté la bobine A de son pallier *b*, et on l'arrête dans la position convenable à l'aide de la vis *r*.

Au-dessous des bobines A et BC, et au milieu de l'intervalle qui les sépare, se trouve un gros cylindre horizontal en zinc NO, surmonté d'une cheminée Q ; on le remplit d'eau aux trois quarts.

On tire la bande de papier au-dessous du cylindre NO, et l'on colle, avec de la cire molle, le bout du papier sur le petit cylindre central en bois qui réunit les deux disques découpés de la bobine BC.

Les choses étant ainsi disposées, si l'on fait tourner la manivelle M dans le sens indiqué par la flèche, il est clair que le papier, quittant la bobine A, s'enroulera régulièrement sur la bobine BC en frottant sur la surface inférieure du cylindre NO plein d'eau. Mais pour que le papier reste suffisamment tendu entre les deux bobines et bien appliqué contre le cylindre, il faut que la bobine A ne tourne pas trop facilement, qu'elle éprouve un peu de résistance dans son mouvement. On y arrive à l'aide du petit frein *mn*, lequel consiste en une lame courbée de laiton frottant extérieurement sur le disque *kl*.

Pour enfumer le papier, je me sers d'une lampe L, garnie d'une grosse mèche en coton de 5 centimètres de largeur; je la remplis d'huile de colza, mêlée avec quelques centièmes d'huile lourde de houille, ou de pétrole.

La lampe allumée est placée au-dessous du cylindre NO, de façon que la bande de papier se trouve dans la partie la plus fuligineuse de la flamme, qui doit en outre la déborder des deux côtés.

On fait marcher la manivelle d'un mouvement assez rapide, que l'on règle d'ailleurs selon l'apparence du papier noirci. L'opérateur doit surveiller constamment l'opération,

en suivant des yeux la bande enfumée, à mesure qu'elle se détache du cylindre NO; il se préserve de l'éclat de la flamme par un écran interposé.

L'eau du cylindre NO empêche la bande de s'échauffer assez pendant son passage rapide dans la flamme pour qu'elle puisse prendre feu, ou éprouver un commencement de torréfaction qui diminuerait sa consistance. Néanmoins, j'ai reconnu qu'il fallait échauffer préalablement l'eau à 40° ou 50°, parce que, quand le cylindre est trop froid, il s'y dépose des gouttelettes d'eau provenant de la combustion; le papier enfumé emporte quelques-unes de ces gouttelettes par sa surface frottante qui est restée blanche, et cela donne lieu, dans la bobine BC, à des maculatures sur la surface noircie.

L'opération doit se faire dans une chambre privée de courants d'air, sinon il faut abriter l'appareil avec des écrans convenablement disposés. Si toutes les dispositions sont bien prises, on peut facilement enrouler 50 à 60 mètres de papier, très-uniformément noirci, en moins d'une demi-heure.

Fixage du papier noirci.

A mesure que la bande de papier enfumé, entraînée par le laminoir Q, M (fig. 2), se déroule, après avoir reçu les marques des stylets traceurs, l'observateur l'étale sur une planche bien unie, placée sur le sol XY, et le dirige pour que les diverses parties noircies ne frottent pas les unes sur les autres, ni sur la planche qui les reçoit.

Lorsque le stylet de la ligne télégraphique a donné sa

dernière marque, l'observateur arrête le moteur (fig. 4) en interrompant le courant par le commutateur *m*. Il coupe alors le papier au-dessous du laminoir Q, M, et il procède au fixage du noir de fumée.

Le liquide fixateur consiste en une dissolution de gomme laque dans l'alcool (1 gramme de gomme laque dans 1 litre d'alcool). Ce liquide est placé dans une grande capsule, et l'on fait passer vivement la bande de papier à travers, la surface noircie étant tournée vers le haut. La bande mouillée est suspendue en l'air entre plusieurs ficelles tendues horizontalement, afin de laisser écouler le liquide en excès, et produire l'évaporation de l'alcool. La bande sèche peut être roulée sans que l'on ait à craindre l'altération des marques.

Membranes flexibles pour marquer l'arrivée des ondes.

Toutes mes membranes sont formées par des lames de caoutchouc. J'ai essayé les diverses variétés de caoutchouc du commerce, et j'ai donné la préférence au caoutchouc brun, faiblement vulcanisé, d'une épaisseur de $\frac{1}{5}$ millimètre environ quand il n'est pas tendu, et dont le décimètre carré de surface pèse $4^{gr}1$. Ces lames, convenablement tendues, présentent une grande sensibilité et conservent indéfiniment leur élasticité.

La figure 7 représente la première disposition que j'ai employée pour des membranes de 1 décimètre de diamètre. La feuille de caoutchouc est serrée entre deux brides de métal, réunies par des vis qui traversent des trous pratiqués dans la lame de caoutchouc à l'aide d'un fer chaud. La mem-

brane se trouve ainsi uniformément tendue, mais on ne peut pas varier sa tension à volonté pendant les expériences.

Au centre de cette membrane on colle, à la gomme laque, un petit disque *m* en métal, surmonté d'une pointe émoussée. Un double fil très-flexible, en argent, est soudé sur le disque et doit être mis en communication avec la terre. On le maintient par l'une des vis qui serrent les deux brides métalliques.

En face de la pointe du disque *m* se trouve le butoir *def*, qui est fixé sur les brides de la membrane par un support isolant en bois *c*. Le butoir communique à la ligne télégraphique par le fil *dg*; la vis *f* permet de le rapprocher plus ou moins de la pointe du disque *m*.

Les figures 21, 22 et 23 représentent d'autres dispositions plus convenables que j'ai données aux membranes.

La figure 23 représente une membrane de $0^{m}20$, mais dont la dimension est moindre que celle du tuyau sur lequel elle doit être placée. On ajuste alors sur la bride du tuyau en fonte, avec des boulons et un joint au minium, l'appendice en tôle plombée *anikob*, qui se termine par une tubulure plus petite *niko*, sur laquelle on tend la membrane *ki*. Le bord de cette tubulure est formé par un cercle plus épais, la membrane est, à la fois, tendue et maintenue par une simple jarretière en caoutchouc. Cette disposition permet de donner à la membrane la tension que l'on veut, et de la rendre uniforme dans toutes ses parties. Le disque métallique à pointe de la figure 7, est collé au centre de la membrane; seulement les deux fils métalliques fins, soudés au disque, traversent ici la membrane et sont soudés à l'étain sur l'appendice en tôle; ils communiquent ainsi avec la

ligne des tuyaux, par suite avec la terre. Le butoir placé en face de la pointe *m* consiste en une forte vis *f*, à extrémité plane, qui traverse un bouchon de liége. Ce bouchon s'ajuste dans une ouverture circulaire pratiquée dans un étrier en fer *pedl*. La vis *f* communique avec la ligne télégraphique par le fil métallique *fg*.

La disposition à laquelle j'ai donné la préférence pour toutes les membranes dont le diamètre a varié depuis 0^m10 jusqu'à 0^m30 est celle qui est représentée par la figure 22. On fixe sur la bride du tuyau en fonte l'appendice *aikb* en tôle plombée, dont le bord *ik* est renflé à l'extérieur. C'est sur ce bord que l'on tend la membrane, et on la maintient par une jarretière en caoutchouc. Au centre de cette membrane on a collé un petit disque *m* en platine, dont les fils *it* communiquent avec la terre. Deux pièces de bois *ep*, *dq* sont fixées sur la bride du tuyau en fonte et servent de supports à une barre de fer *ed*, laquelle est traversée par une vis en laiton *f*, dont la pointe émoussée se place en regard du petit disque *m*. La vis communique avec la ligne télégraphique par le fil métallique *dg*.

Dans des expériences spéciales où je cherchais à reconnaître si la tension, plus ou moins grande, donnée à la membrane n'exerçait pas une influence sensible sur la vitesse apparente de propagation du son, j'ai adopté quelquefois la disposition représentée (fig. 21). L'appendice en tôle reste le même que dans la figure 22, ainsi que la barre qui porte la vis destinée à établir le contact avec le petit disque, mais la membrane n'est pas simplement attachée sur la tubulure de l'appendice. Elle est cousue sur un cerceau en fer, dont le diamètre est un peu plus grand que celui de la tubu-

lure. Ce cercle porte quatre petits cordons, également distants, qui sont attachés à quatre clefs en bois *r* semblables à celles que l'on emploie pour tendre les cordes d'un violon. C'est à l'aide de ces clefs qu'on maintient la membrane appliquée sur l'orifice, et qu'on peut augmenter sa tension à volonté, en maintenant toujours le disque *m* en face de la pointe *f*.

J'ai eu souvent à appliquer des membranes sur des tuyaux en fonte ayant jusqu'à 1^m10 de diamètre. Dans ce cas je fermais l'orifice du tuyau par une forte plaque de tôle avec interposition d'un joint au chanvre et au minium. Cette plaque était percée au centre d'une ouverture circulaire de même diamètre que la membrane, et je fixais la tubulure *aikb* sur la plaque de tôle, à l'aide de vis.

Dans toutes les dispositions de membranes que j'ai décrites jusqu'ici, l'arrivée de l'onde se marque par la mise en contact du disque *m* avec son butoir *f*, c'est-à-dire par le rétablissement du courant dans la ligne télégraphique. Mais on peut opérer d'une manière inverse, en mettant le disque de la membrane en contact avec son butoir, et en disposant les choses de manière que l'onde en arrivant rompe le contact, et arrête ainsi subitement le courant de la ligne télégraphique.

La figure 13 représente une des dispositions que j'ai employées pour ce cas.

Je surmonte le disque métallique d'une tige plus longue, et je la courbe à angle droit en *mcd* (planche II, fig. 13); je remplace le butoir ordinaire par une petite tige métallique communiquant également avec la ligne télégraphique, et dont une section transversale est représentée en *e*. On dirige cette tige de façon à ce qu'elle touche intérieurement la tige recourbée *mcd* en l'écartant très-faiblement de sa position na-

turelle. Dans ces conditions le courant de la pile traverse constamment le fil télégraphique; mais au moment où l'onde vient frapper la membrane, le courant est subitement rompu, et il ne reprend que quelques instants après, quand l'élasticité du caoutchouc a ramené *cd* en contact avec *e*.

La même disposition permet d'observer l'arrivée des ondes dilatées qui chemineraient dans le tuyau et qui produiraient sur la membrane, non une poussée en dehors, mais une aspiration vers l'intérieur du tuyau. Dans ce cas on rapproche l'aiguille *e* de la membrane, de sorte que dans les conditions normales elle ne se trouve plus en contact avec la tige recourbée *dcm* de la membrane. Le contact ne s'établit alors que lorsque la membrane est aspirée par l'arrivée de l'onde dilatée.

Enfin la forme recourbée donnée à la tige du petit disque métallique *m* permet de noter avec la même membrane, tantôt les ondes condensées, tantôt les ondes dilatées. Nous venons de voir comment on opère pour les ondes dilatées ; si l'on veut noter l'arrivée d'une onde comprimée, on place l'aiguille *e* en arrière de la tige *mcd*; elle se trouve alors dans la même position que les butoirs *f* dans les figures 21, 22 et 23.

Ce dernier système qui permet d'étudier successivement, sur la même membrane, les ondes comprimées et les ondes dilatées, a été souvent employé par moi pour chercher les diverses espèces d'ondes, successivement comprimées et dilatées, qui prennent quelquefois naissance simultanément ou successivement, quand on essaye les divers moyens de produire des ondes à l'origine d'un tuyau. Il permet aussi de reconnaître l'influence qu'exerce une ouverture libre sur la ligne des tuyaux, soit qu'elle se trouve à la seconde extrémité de la ligne, soit qu'elle existe en un point quelconque

du parcours. Cette circonstance détermine toujours la formation d'une onde dilatée qui suit la première onde comprimée, et cette onde dilatée fait naître, à son tour, une onde comprimée quand elle se présente de nouveau devant l'orifice ouvert.

Enfin, je décrirai un dernier système qui peut marquer l'arrivée des ondes comprimées ou dilatées, et pour lequel on n'emploie pas de membrane en caoutchouc ; il est représenté (planche III, fig. 14).

AB est une plaque de tôle qui ferme l'une des tubulures de la ligne des tuyaux. Une ouverture CD, pratiquée au centre de cette plaque, est surmontée d'une tubulure en laiton CEFD, dont le bord supérieur EF a été usé exactement de manière à former un cercle rigoureusement plan. Une lame mince de mica *ab* s'appuie sur ce cercle EF et le ferme exactement. Au centre de cette lame on a collé, à la gomme laque, un petit disque de métal surmonté d'une pointe *cf* et terminé par un levier coudé *cde* qui tourne autour d'un axe horizontal *o*. La pointe *cf* est attachée à l'aide d'un élastique *fg* à une coulisse *kig* fixée sur la plaque de tôle AB, mais à l'aide de laquelle on peut augmenter ou diminuer à volonté la tension de l'élastique. L'axe *o* est fixé sur un petit cube isolant G attaché à la plaque de tôle AB, et sur les deux faces de ce cube sont fixés les deux montants en métal *mn* et *m'n'*, qui sont traversés par les deux vis à pointes *v* et *v'*.

L'axe métallique *o* qui doit tourner très-librement dans ses chapes communique avec la terre. On fait communiquer avec le fil télégraphique le montant *n'm'*, et l'on avance la vis *v'* jusqu'à ce que sa pointe soit à une distance de 1 millimètre de la pièce *de*.

Dans l'état normal, la feuille de mica reste appliquée sur

l'orifice EF, mais quand l'onde foulante y arrive, la feuille est repoussée, elle fait tourner le levier articulé *cde* autour de l'axe *o*; l'extrémité *e* vient toucher la vis *v'* et établit ainsi le passage du courant. Aussitôt que l'onde foulante est passée, l'élastique ramène la feuille de mica sur l'orifice.

Lorsqu'on veut marquer l'arrivée de l'onde foulante par une rupture de contact, on met la ligne télégraphique en communication avec le montant *nm*, et l'on pousse la vis *v* jusqu'à ce qu'elle se mette en contact avec l'extrémité *e* du levier coudé. Le courant traverse alors la ligne télégraphique ; mais il s'interrompt aussitôt que l'onde foulante vient pousser la feuille de mica.

Ce système peut prendre une très-grande sensibilité ; mais il exige une surveillance continuelle, et à cause de cela il est moins commode que celui des membranes.

J'ai employé encore un autre procédé pour faire marquer l'arrivée de l'onde comprimée par une rupture de contact, et nous verrons par la suite plusieurs circonstances dans lesquelles il a fallu y avoir recours.

La première disposition que j'avais imaginée est représentée par les figures 19 et 19 *bis*, planche II. Au centre de la membrane on a collé le petit disque métallique *abc* surmonté d'une pointe. D'un autre côté, on a composé un petit pendule avec un petit prisme d'argent *fge*, sur deux faces duquel on a collé deux demi-cylindres *u*, *u* en ivoire qui dépassent l'argent et forment ainsi deux rigoles *f* et *g* (fig. 19 *bis*). La petite pièce d'argent est soudée à l'extrémité d'un fil métallique très-flexible *eh* qui communique par son autre bout avec la ligne télégraphique. Ce fil est maintenu devant la membrane par une tige fixée sur la bride du tuyau, et de telle

sorte que la petite masse d'argent *fge*, suspendue librement, touche la pointe *c* du disque.

On établit le courant dans le fil télégraphique en plaçant la petite masse *fge* sur la pointe *c*, cette pointe s'engageant dans l'une des deux rigoles et touchant l'argent. Le petit pendule se trouve ainsi dans une position suffisamment stable. Mais quand l'onde foulante vient frapper la membrane, le pendule est lancé au loin, et le contact est rompu. Comme le pendule ne retombe ensuite sur le disque métallique que par ses parties isolantes d'ivoire, le courant électrique ne se rétablit plus.

Les figures 16, 17 et 18 (planche II) représentent un autre système de pendule qui a été employé dans des cas analogues, et que l'on voit tout disposé sur la figure 15.

La membrane porte alors à son centre un simple disque en métal, communiquant avec la terre, comme dans les figures 21 et 22. Mais sur la bride du tuyau on fixe une pièce de bois, dont *rs* (fig. 16) représente une coupe transversale. Cette pièce est percée d'un trou dans lequel on engage, avec un bouchon, une tige de métal *tt'* qui communique par le haut avec la ligne télégraphique, et qui se termine en bas par une plaque de métal *mn*. On a soudé à l'étain sur cette plaque les deux extrémités d'un fil très-flexible *mpn*, au bout duquel on suspend la petite pièce métallique *p*, représentée en détail par la figure 18. Le fil est serré entre les deux plaques *bc* et *il*, quand on visse la petite rondelle *il* sur la vis *ae*. La pièce *p* suspendue librement au bout du fil doit conserver l'axe *ae* parfaitement horizontal.

A l'aide de la tige *tt'* qui glisse dans son bouchon, on descend le petit pendule *p* jusqu'à ce que, par son extrémité *a*,

il touche le centre du disque métallique *m* de la membrane, et on le fait appuyer plus ou moins, suivant qu'il s'agit d'observer des ondes intenses ou des ondes faibles. Dans ces conditions, le courant électrique traverse le fil télégraphique ; mais quand l'onde foulante vient choquer la membrane, le petit pendule est projeté au loin, et le courant se trouve interrompu.

J'aurai occasion par la suite de décrire encore quelques autres dispositions qui produisent les mêmes effets.

De la durée que doit avoir un contact métallique pour qu'un courant électrique s'établisse dans les bobines et fasse marcher le marqueur.

Lorsque le petit disque métallique de nos membranes vient toucher son butoir, le marqueur de l'appareil enregistreur ne l'indique que si ce contact dure un certain temps ; un choc instantané ne produit pas de courant efficace. Ce fait me surprit beaucoup quand je l'observai pour la première fois; je vais dire en quelles circonstances :

Dans les premières expériences que je fis au polygone de Versailles pour déterminer la vitesse du son dans l'air libre, je voulais employer les membranes opérant par établissement de contact, telles que je les avais utilisées pour mes expériences dans les tuyaux. Je fus très-étonné que ces membranes, qui faisaient marcher le marqueur quand on les ébranlait d'une manière quelconque, ne produisaient nullement cet effet quand elles étaient ébranlées par l'onde produite par un coup de canon, et cependant on voyait le disque de la membrane choquer fortement contre son butoir. Je

rapprochais successivement la membrane de la pièce de canon, les chocs devinrent bientôt tellement violents que le petit disque en était entièrement déformé et présentait, après quelques coups, une cavité de plusieurs millimètres; cependant le courant ne faisait jamais marcher le marqueur.

Je remplaçai le disque en platine de la membrane par un petit disque d'étain d'un demi-millimètre d'épaisseur; je plaçai la membrane à une distance de 5 mètres du canon. Le choc fut alors si violent que la pointe du butoir perça entièrement le disque d'étain, et cependant le marqueur resta immobile.

Le coup de canon produit sur la membrane des trépidations extrêmement rapides que l'on reconnaît facilement, à la vue, quand on surmonte le disque d'une tige fine, noircie, et courbée à angle droit. Le contact du disque avec son butoir ne dure alors qu'un temps tellement court qu'il ne permet pas au courant d'induction de prendre assez d'intensité dans les bobines pour faire marcher le marqueur.

Le même effet se présente, dans les tuyaux de grand diamètre, pour les ondes produites par les coups de pistolet, et j'en montrerai bien des exemples dans ce Mémoire. Dans les tuyaux de petit diamètre, on ne l'observe que quand la membrane est très-rapprochée du départ. On ne le voit jamais se produire pour les ondes obtenues par l'introduction subite d'air comprimé dans la conduite, parce que, dans ce cas, l'onde foulante est longue et qu'elle prolonge le contact métallique; on ne l'observe pas non plus pour l'onde produite par le piston frappeur, parce qu'alors l'onde est unique.

Je reviendrai sur cette question, quand l'occasion s'en présentera.

PROCÉDÉS DIVERS POUR PRODUIRE UNE ONDE

A L'ORIGINE D'UNE LIGNE DE TUYAUX.

Ondes produites par une explosion.

On peut produire des ondes à l'orifice d'une ligne de tuyaux de bien des manières, mais il est difficile d'en obtenir qui satisfassent complétement aux conditions que l'expérience exige. Pour réaliser pratiquement les conceptions théoriques sur lesquelles nous avons calculé la vitesse de propagation d'une onde dans un milieu gazeux contenu dans un tuyau, il faut, à un moment rigoureusement connu, comprimer *instantanément* et *uniformément* la couche d'air qui est à l'orifice du tuyau. La compression se faisant dans un temps infiniment petit, ne produit, à l'origine du tuyau, qu'une couche d'air très-mince, d'une densité uniforme, et dont l'excès de pression se propage ensuite dans l'air tranquille des tuyaux. Pour obtenir la vitesse de propagation, il suffit de noter les moments où cet excès de pression arrive en des points déterminés de la ligne.

La seule erreur qu'on ait alors à craindre proviendrait de l'inertie ou de l'irrégularité des marqueurs, et il serait tou-

jours facile de la rendre très-petite, et en tous cas d'en déterminer la valeur avec une approximation suffisante.

Mais il est impossible de produire expérimentalement cette onde idéale. On croit s'en approcher le plus en produisant l'onde par l'explosion de la poudre ou par celle d'un mélange détonant quelconque; mais l'explosion n'est jamais instantanée, et elle ne produit pas une condensation simultanée et parfaitement égale dans une même section du tuyau. Ordinairement l'explosion a lieu au centre d'une de ces sections; elle donne naissance à une onde qui se propage sphériquement, et ce n'est qu'à une certaine distance de l'origine, distance qui varie avec le diamètre du tuyau, que l'on peut regarder l'onde qui chemine dans le tuyau comme sensiblement plane.

Lorsque l'explosion de la poudre se fait dans une arme à feu, une autre cause d'incertitude surgit, et il est important d'y avoir égard. L'air n'est pas un élastique parfait; il ne transmet pas instantanément, et dans toutes les directions la pression qu'il reçoit subitement suivant une direction unique. Une colonne d'air fortement comprimée peut, lorsqu'elle est animée d'un mouvement rapide de translation, traverser une couche d'une atmosphère plus dilatée, sans perdre sensiblement de sa pression; elle se meut comme un projectile solide. Si l'on fait détoner un petit amas de fulminate de mercure sur une planche de sapin, la planche est percée comme elle le serait par une balle en métal. Le gaz qui s'est formé instantanément par l'explosion, n'a pas eu le temps de réagir simplement par son élasticité, et par le fait de son inertie moléculaire, il perce la planche comme le ferait un corps solide animé d'une très-grande vitesse.

On doit donc admettre qu'au moment du tir d'une arme à feu, le gaz comprimé qui s'en échappe est lancé d'abord comme un projectile, qui imprime, non-seulement une compression, mais aussi une translation aux couches d'air voisines. Ce dernier effet devient probablement insensible à une certaine distance, mais il doit troubler notablement la vitesse de propagation élastique dans le voisinage du départ. J'ai eu souvent occasion de reconnaître les effets de cette translation dans mes expériences, surtout dans celles qui ont été faites dans des tuyaux de petite section. Ainsi supposons l'orifice d'une ligne de tuyaux fermé par une plaque percée d'un trou central, dans lequel on engage le canon d'un pistolet. Supposons, en outre, qu'on ait tendu une membrane de caoutchouc sur une autre tubulure montée sur cette plaque, ou sur une tubulure latérale, très-rapprochée. Lorsque le coup part, la membrane est si vivement aspirée vers l'intérieur du tuyau, que souvent elle crève. Ce n'est qu'un instant après, que la membrane est poussée au dehors. Ainsi la colonne de gaz, lancée par l'arme à feu, fonctionne d'abord comme un piston aspirant en arrière; il est d'ailleurs évident que la dilatation ainsi produite à l'origine du tuyau doit donner naissance à une onde dilatée qui suit de près la première onde comprimée.

Un coup de pistolet ne produit pas une onde unique; autrement le coup paraîtrait sec à l'oreille, tandis qu'un coup de pistolet donne réellement un son musical, dont une oreille exercée peut apprécier le ton. Il y a donc une véritable succession de vibrations isochrones, dont le nombre est suffisant pour mettre le tympan de l'oreille en vibration harmonique. Cela n'aurait pas d'inconvénient pour la mesure

de la vitesse de propagation si toutes les ondes avaient des intensités égales, ou si l'onde la plus intense était toujours en tête. Mais il n'en est pas de même si les ondes faibles sont les premières; celles-ci pourront faire marquer les membranes les plus rapprochées, tandis que les membranes plus éloignées ne marqueront que par les ondes plus fortes qui arrivent plus tard.

Quoi qu'il en soit, il est évident que le coup de pistolet ne produit pas cette onde unique, de même intensité dans toutes ses parties, que nous avons admise dans nos spéculations théoriques. Il donne naissance à un système compliqué d'ondes, lesquelles prennent naissance, non dans un milieu tranquille, comme nous le supposons en théorie, mais dans un milieu qui a été fortement ébranlé par le coup. Il doit en résulter une complication dans le phénomène, surtout pour les premières distances parcourues.

J'ai employé trois pistolets de calibres différents.

1° Un petit pistolet A, dit *pistolet de salon;* longueur du canon 5 centimètres, diamètre intérieur 8 millimètres. Charge variable de poudre de $0^{gr}10$ à $0^{gr}50$.

2° Un pistolet B, de plus grandes dimensions; longueur du canon 8 centimètres, diamètre 12 millimètres. La charge peut être poussée jusqu'à 2 grammes de poudre.

3° Un fort pistolet d'arçon C; longueur du canon 16 centimètres, diamètre 18 millimètres. La charge a été portée jusqu'à 3 et 4 grammes.

J'ai décrit suffisamment (page 18) la manière dont le pistolet fonctionne dans mes expériences, pour que je n'aie pas besoin de revenir sur ce sujet.

Étoupille à canon avec poudre fuminante.

La poudre fulminante des capsules à percussion donne une explosion beaucoup plus brève que celle de notre poudre ordinaire ; j'ai dû chercher à m'en servir pour obtenir les ondes courtes qui s'approchent de l'onde théorique que nous avons supposée. L'explosion d'une capsule ordinaire donne bien un coup sec, mais l'onde est trop faible pour se propager loin. J'ai fait faire des étoupilles analogues à celles que l'on emploie aujourd'hui pour le tir du canon, mais chargées d'une plus grande quantité de poudre fulminante.

L'étoupille consiste en un tube *abcd*, planche III, fig. 12, en cuivre rouge, fermé à un bout par un petit tampon *ab* non conducteur de l'électricité, et chargé de fulminate de mercure, recouvert d'une petite couche de poudre ordinaire. Le tampon est traversé par deux fils de cuivre *ef*, *gf*, isolés l'un de l'autre, et qui se rapprochent à $\frac{1}{2}$ millimètre, à leur extrémité *f*. On met ces deux fils en communication avec les deux pôles d'une bobine d'induction de Ruhmkorf, quand on veut faire partir le coup. L'étoupille s'adapte à l'aide d'un bouchon AB dans l'ouverture du disque qui ferme la ligne des tuyaux, absolument comme nous l'avons dit pour le pistolet (page 18). Un fil métallique fin, dont l'une des extrémités *h* communique avec la terre, et l'autre *i* avec la ligne télégraphique, est tendu à travers l'orifice *cd*, mais après avoir fait plusieurs tours autour de l'étoupille dans la partie où elle est chargée de poudre fulminante.

On fait partir le coup en faisant agir la bobine d'induc-

tion. Le coup est très-sec, mais il a peu d'intensité. Non-seulement le fil est rompu, mais le cylindre de l'étoupille est brisé en plusieurs fragments.

Il est encore difficile de décider si l'on a produit ainsi une onde unique, mais il est certain que si plusieurs ondes prennent naissance, elles doivent se suivre de très-près.

Mélange détonant d'hydrogène et d'oxygène.

On introduit dans une boule en verre A, planche III, fig. 13, soufflée à l'extrémité d'un tube *ab*, un mélange gazeux de 2 volumes hydrogène, et de 1 volume oxygène. On ferme l'ouverture du tube par un bouchon de liége *a* qui est traversé par deux fils de laiton *ef*, *fg*, isolés l'un de l'autre, et s'avançant jusqu'au centre de la boule A. C'est à l'aide de ces deux fils que l'on peut enflammer le mélange gazeux par l'intermédiaire d'une bobine d'induction.

Une bande très-mince d'étain est collée sur la boule suivant *mnp*, et ses deux extrémités sont prises par les pinces *cd* et *c'd'*, dont l'une communique avec la terre, et l'autre avec la ligne télégraphique.

On enflamme le mélange en faisant fonctionner la bobine d'induction. Le coup produit par l'explosion du mélange gazeux n'est pas aussi sec que celui de l'étoupille à poudre fulminante ; c'est plutôt un son musical de courte durée, dont l'oreille peut apprécier le ton. La note est d'autant plus grave que la boule a une plus grande capacité. Il est probable qu'il se produit encore ici un système d'ondes analogue à celui que donne le coup de pistolet ; mais les ondes doivent

être plus régulièrement sphériques, car la boule se brise en mille fragments.

Ondes produites par de l'air comprimé.

Lorsqu'on introduit brusquement dans le tuyau de l'air comprimé, on donne naissance à des ondes qui se propagent régulièrement dans la ligne des tuyaux. Si l'on dispose l'expérience de manière à connaître la quantité d'air introduite, et si l'on fait varier beaucoup sa pression initiale, on peut produire des ondes d'intensités très-différentes, et reconnaître jusqu'à quel point l'intensité de l'onde influe sur sa vitesse de propagation.

Pour les faibles compressions, celles qui ne dépassent pas une atmosphère, j'ai employé l'appareil représenté (pl. II, fig. 25).

Sur l'orifice BC des tuyaux A on ajuste solidement une pièce en bronze BCD, munie d'un gros robinet R, dont l'ouverture de la clef est de 30 millimètres. Ce robinet peut être tourné très-vivement de 180°, à l'aide d'une tringle en fer qui traverse l'ouverture *o*. Sur la bride *ef* de cette pièce on ajuste un réservoir M en tôle plombée, de 20 litres de capacité, qui se termine à l'autre extrémité par une tubulure T, munie d'un robinet R'. Une tubulure latérale M établit la communication du réservoir avec un manomètre à mercure.

Le robinet R étant fermé, on comprime à l'aide d'une pompe foulante de l'air dans le réservoir par la tubulure T, puis on ferme le robinet R'. Lorsque l'équilibre de pression s'est établi, on note le manomètre qui indique une force élasti-

que F, laquelle représente l'excès de pression par rapport à l'air du tuyau. On tourne vivement le robinet R de 180°, en d'autres termes, on ouvre et l'on ferme rapidement ce robinet. Une portion de l'air comprimé du réservoir est lancée dans la ligne des tuyaux. Au bout de quelques minutes, le manomètre du réservoir marque une pression stationnaire F'. Des quantités F, F', de la température t, enfin de la capacité connue du réservoir, on peut déduire la quantité d'air lancée dans la conduite. Si l'onde produite était unique, si l'on connaissait sa longueur, on pourrait calculer la quantité de travail qui existe dans l'onde au départ. Mais l'onde est multiple; la longueur d'onde que l'on déduit d'après la classification du son ne peut pas servir, parce qu'elle ne se rapporte qu'à une partie du travail produit.

Quoi qu'il en soit, on peut admettre que l'onde en tête est d'autant plus intense que l'excès initial de pression F est plus considérable; mais on ne peut pas dire qu'il y ait proportionnalité.

J'ai cherché à mesurer exactement le moment du départ de l'onde, et j'ai essayé bien des procédés pour y parvenir; je dois dire que je n'ai bien réussi avec aucun. Je vais indiquer quelques-unes de mes tentatives.

Pour marquer le départ des ondes faibles, j'ai employé des lamelles métalliques flexibles que je plaçais au-devant de la tubulure par laquelle l'air comprimé est lancé dans la ligne des tuyaux. Les figures 8 et 9, planche II, représentent les deux dispositions que j'ai employées.

On ferme l'orifice A d'une ligne de tuyaux de 0^m108 de diamètre avec la pièce BCD à robinet R de la figure 25. Sur le disque BC de cette pièce on a ajusté :

1° Une pièce métallique *ab* (fig. 8) qui porte une lamelle métallique *ll'*, semblable à l'une de celles qui sont représentées par les figures 10 et 11 : cette lamelle communique ainsi avec la terre;

2° Une autre pièce métallique *fen* qui traverse le disque BC et s'y ajuste à l'aide d'une garniture non conductrice, en bois ou en liége, et que l'on fait communiquer avec la ligne télégraphique par le fil T*t*. Cette pièce est traversée par une vis métallique *mn*, dont on approche la pointe *n* plus ou moins de la lame *ll'*.

Lorsque la pièce BCD est solidement fixée à l'origine des tuyaux, on la termine par le réservoir M de la figure 25, dans lequel on comprime l'air.

Cela posé, quand on ouvre brusquement le robinet R, l'air qui s'élance dans le tuyau presse vivement la lamelle *ll'*, la fait frapper sur la vis *mn*, et détermine ainsi le passage du courant électrique dans l'appareil enregistreur. Lorsque le courant d'air cesse, l'élasticité de la lame rompt le contact et ramène la lamelle à sa position naturelle.

J'ai essayé, successivement, des lamelles en acier, en laiton et en aluminium. Les lames d'aluminium se déforment et gauchissent très-vite; les lames, même très-minces, en acier, opposent trop de résistance: ce sont les lames minces en laiton, moyennement durcies par le battage au marteau, qui m'ont donné les meilleurs résultats.

Mais il est préférable de remplacer les lames métalliques par une lame mince de mica, sur les deux faces de laquelle on a collé une feuille mince d'étain. Cette lame jouit d'une grande flexibilité; elle ne se déforme jamais et reprend toujours exactement sa forme et sa position primitives. On peut

donner au système une très-grande sensibilité, parce qu'on peut rapprocher sans danger la vis *mn* de la lame. On n'a à craindre que la rupture de la lame par des courants d'air trop forts.

Mais, quelle que soit la disposition donnée aux lamelles, la marque est toujours sensiblement en retard ; il en résulte une erreur qui est notable quand on mesure la vitesse du son sur de petits parcours. Le retard provient principalement de l'inertie de la lame, car on ne l'amoindrit pas beaucoup en approchant davantage la vis *mn* : il est encore très-sensible quand l'écart n'est que de $\frac{1}{5}$ de millimètre.

J'espérais amoindrir le retard dans l'annonce du départ en faisant marquer par une rupture de contact; l'appareil était alors disposé comme le montre la figure 9. La lamelle est placée comme précédemment, mais la tige T*n* qui communique avec la ligne télégraphique est placée de manière qu'elle doit toucher la lame en avant, et non en arrière. Cette tige traverse un bouchon de liége; on la pousse doucement, jusqu'à ce que l'appareil enregistreur marque le passage du courant électrique.

Au moment de l'ouverture du robinet R, la lame flexible rompt le contact. Mais je n'ai pas trouvé d'avantage dans l'emploi de ce procédé. Le retard est resté à peu près le même : cela prouve qu'il provient réellement de l'inertie de la lamelle.

Lorsque l'excès de pression de l'air dans le réservoir est un peu considérable, on peut faire marquer le départ par la rupture d'une feuille mince d'étain, tendue à une très-petite distance en avant de l'orifice de la bride BC, et qui est traversée par le courant de la pile. La feuille mince d'étain

remplit ainsi l'office du fil métallique tendu devant la bouche du pistolet à poudre.

On se sert encore de l'appendice avec son réservoir rempli d'air comprimé de la figure 25; mais on adapte sur la bride BC les petites pièces que l'on voit dans la figure 13. *a*; de plus, on engage dans la tubulure BCD, et avant le gros robinet R, une bourre épaisse de feutre F.

Une mince lanière d'étain *ll'* est tendue entre la pince métallique *a* et le bouchon de liége *b*, contre lequel elle est pressée par la tige métallique T*l'*, qui communique avec la ligne télégraphique par le fil T*t*. Dans ces conditions, le courant électrique traverse, et on le reconnaît sur l'appareil enregistreur. Mais, quand on ouvre brusquement le robinet R, la pression de l'air chasse la bourre, et celle-ci arrache la feuille d'étain qu'elle trouve devant elle à l'instant même où elle sort du tube. On peut admettre ici que la rupture du courant électrique coïncide bien avec la production de la tête de l'onde à l'origine de la ligne des tuyaux.

On peut se servir du même appareil pour produire des ondes aspirantes à l'orifice du tuyau. Il suffit pour cela de faire le vide dans le réservoir M (fig. 25). Si l'on tourne alors vivement de 180° le robinet R, l'air du tuyau se précipite dans le réservoir; une onde aspirante se forme à l'origine et se propage dans la conduite. Si l'on veut marquer le départ de cette onde, on tend sur l'orifice une feuille de papier sur laquelle on a collé une lanière prise sur une feuille d'étain, et dont l'une des extrémités communique avec la terre, l'autre avec la ligne télégraphique. Au moment où l'on ouvre le robinet, la feuille est déchirée ainsi que la feuille d'étain; de

sorte que le départ de l'onde est marqué par une rupture de courant.

Pour produire avec de l'air comprimé des ondes d'une plus grande intensité au départ, je remplace le gros réservoir de la figure 25, par les deux pièces, figures 26 et 27, qui réunies constituent un pistolet à air comprimé.

La figure 26 représente un petit réservoir cylindrique, muni de deux robinets R et R', dans lequel on comprime, avec une pompe foulante, de l'air sous plusieurs atmosphères. On ajuste sur le pas de vis C de ce réservoir l'écrou *d* qui termine la pièce *def* de la figure 27. On foule fortement dans le cylindre *def* une bourre en papier ou en feutre. La bride *fe* qui termine l'autre bout du cylindre peut s'ajuster exactement sur la bride *fe* de la pièce BCD de la figure 25, dont le gros robinet R reste toujours ouvert; mais on interpose entre les deux brides *fe* (fig. 25 et 27) deux anneaux de caoutchouc, entre lesquels on tend un fil fin de plomb ou une feuille mince d'étain. L'une des extrémités du fil de plomb ou de la feuille d'étain communique avec la terre, l'autre est mise en communication avec la ligne télégraphique.

Pour produire l'onde, on ouvre brusquement le robinet R de la figure 26; la bourre du canon (fig. 27) est chassée vivement et rompt soit le fil de plomb, soit la lamelle d'étain. Le courant est donc encore rompu ici au moment même où l'air comprimé s'élance dans la ligne des tuyaux.

Enfin, j'ai employé un dernier procédé auquel j'ai eu recours principalement, pour être sûr que le maximum d'intensité se trouve bien à la tête de l'onde comprimée.

Sur l'orifice A du disque BC qui ferme la ligne des tuyaux, j'applique un corps de pompe *abde*, planche III, fig. 11,

de 0^m12 de diamètre, à l'aide de quelques vis à pression *v*, *v*. Pour que la fermeture soit hermétique, j'interpose entre les deux brides deux anneaux en caoutchouc superposés, et entre ceux-ci une feuille mince de papier ciré *ll'* qui les dépasse. Sur l'une des faces de ce papier on a collé une lanière, mince et étroite, d'étain qui sort, en T et S, entre les lames de caoutchouc; on met cette lame en communication, d'un côté avec la ligne télégraphique, de l'autre avec la terre.

Le piston P se trouvant près de *de*, si on le pousse vivement, on comprime l'air dans le corps de pompe, et la pression devient telle que le papier *ll'* éclate avec bruit et déchire la lanière d'étain qui donnait passage au courant électrique. Il y a donc interruption subite du courant à l'instant même où l'onde se précipite dans la ligne des tuyaux.

On donnera plus d'intensité à l'onde, en choisissant un papier plus résistant, ou en superposant plusieurs feuilles; mais dans aucun cas on ne peut apprécier cette intensité avec quelque certitude.

Onde foulante produite à l'origine de la ligne des tuyaux par une compression égale, opérée simultanément sur toute la section.

Je suis parvenu à obtenir une onde foulante qui, dès son origine, présente une condensation uniforme dans toute la section du tuyau, et qui offre, sous ce rapport, les conditions que nous supposons réalisées dans nos ondes théoriques. L'appareil qui permet d'obtenir ce résultat est représenté planche II, figure 24.

Une grosse tubulure en fonte ABCD, ayant la même section que les tuyaux de conduite sur lesquels on doit l'adapter, est fixée par sa bride AD sur le tuyau terminal de la conduite, à l'aide de forts boulons à vis et d'un joint au minium. La seconde extrémité BC se termine également par une bride portant un anneau terminal, rodé avec le plus grand soin. C'est sur cet anneau que vient buter le piston *ab*. Une lame de caoutchouc vulcanisé *ijj'i'* recouvre la surface supérieure du piston; elle est maintenue entre la bride BC de la tubulure ABCD, et la bride EH qui termine une cloche en fonte EFGH. Le piston *ab* est fixé à l'extrémité d'une forte tige en fer PP' qui traverse la cloche EFGH, et se termine par un manche transversal P'.

Quand on tire le piston, suivant la direction PP', le collier X qui y est fixé presse sur un double ressort *ff'*, formé par plusieurs fortes lames d'acier, qui oppose une grande résistance. Lorsqu'on a donné au piston l'écartement convenable, il faut le maintenir en ce point. On y parvient par l'arrêt R qui peut tourner autour de l'axe *oo'*, attaché lui-même, invariablement, sur la cloche EFGH par l'intermédiaire du support en fonte LL'. La tige du piston porte une série d'ouvertures égales 1, 2, 3, 4, 5....., espacées à 5 millimètres l'une de l'autre. Dans chacune de ces ouvertures fraisées on peut introduire une même vis à tête saillante *u*. Lorsque le piston pose sur son siége, si l'on rabat l'arrêt R pour lui faire toucher la tige PP', toutes les ouvertures de la tige sont recouvertes par l'arrêt R.

Supposons maintenant que l'on ait placé la vis *u* dans le trou 2, et qu'on tire le piston jusqu'à ce que la vis vienne buter sur la face *rr'* de l'arrêt, le piston restera arrêté à une

distance de 5 millimètres de son siége BC. Si la vis a été fixée dans le trou 3, le piston s'arrêtera à 10 millimètres de son siége. Si la vis est mise dans le trou 4, le tuyau s'arrêtera à 15 millimètres, et ainsi de suite.

Si l'on soulève brusquement l'arrêt R, la réaction énergique du ressort pousse vivement le piston vers son siége ; il en résulte une onde comprimée qui se propage suivant la ligne des tuyaux. Cette onde sera d'autant plus intense qu'elle sera produite par un plus grand écart du piston.

Le départ de l'onde foulante coïncide avec le départ du piston ; il doit être marqué exactement sur le papier noirci. On y parvient par l'artifice suivant :

La tige du piston communique avec la terre, par suite de toutes les communications métalliques. Sur le support en fonte LL' est fixée une pièce isolante en bois SS', laquelle porte une lame en acier T*t* communiquant avec le fil télégraphique TT', et qui reste toujours écartée de la tige PP' du piston. Lorsque le piston a été écarté de son siége et que la vis *u* bute sur l'arrêt R, on fait avancer doucement la vis *v* qui presse sur la lame d'acier T*t*, et on amène la lame au contact de l'autre face de la vis *u*; on reconnaît immédiatement ce contact sur l'appareil enregistreur, parce que celui-ci indique l'établissement du courant électrique.

Au moment où l'on soulève l'arrêt R, le piston part, le contact de la lame d'acier T*t* avec la vis *u* est rompu, et le départ de l'onde est marqué sur le papier noirci par une rupture de contact.

Pour obtenir avec ce *piston frappeur* la plus grande compression possible sur une couche d'air très-mince en contact avec ce piston, il faut donner une grande tension au res-

sort *ff*, afin que le piston ne mette qu'un temps extrêmement court pour venir frapper son butoir, en ne parcourant qu'un espace très-petit. C'est seulement ainsi que l'on peut produire, par suite de l'inertie de l'air, une onde très-comprimée, et de très-peu de largeur, conditions qui sont les plus favorables pour mesurer rigoureusement sa vitesse de propagation. Malheureusement, le maximum d'intensité ne se trouve pas ici à la tête de l'onde; de plus, on n'a aucun moyen, même approximatif, de connaître son intensité réelle.

Notre ressort *ff'* est tellement tendu, qu'un homme vigoureux écarte difficilement le piston de 15 millimètres de son siége; il faut l'effort de deux hommes pour lui donner un écart de 20 ou de 25 millimètres.

Au moment où l'on tire le piston pour l'arrêter à l'aide de la pièce R, on produit une onde aspirante qui se propage dans la conduite et fait marquer plusieurs fois la même membrane. On peut donc ainsi mesurer la vitesse de propagation d'une onde dilatée. Mais il vaut mieux produire cette onde d'une manière plus instantanée, en renversant l'action du ressort élastique *ff* sur le piston, ce qu'il est facile de réaliser par quelques changements dans l'appareil.

Ondes produites par les corps vibrants et par la voix humaine.

J'ai fait beaucoup de tentatives pour mesurer directement la vitesse de propagation des ondes sonores, telles qu'elles sont produites par la voix humaine et par nos instruments

de musique; mais j'ai rencontré des difficultés qui rendent les résultats incertains.

Lorsqu'on fait vibrer un tuyau d'orgue à l'origine d'une ligne de tuyaux, on y produit une succession d'ondes isochrones, dont l'espacement peut être calculé d'après la note musicale produite. Quand cette succession d'ondes arrive sur une membrane, celle-ci s'agite et s'efforce de vibrer à l'unisson. Si le son est aigu, les vibrations de la membrane sont rapides; mais le plus souvent aucune d'elles ne prend assez d'amplitude pour établir la communication avec la ligne télégraphique. Si le son est grave, les oscillations de la membrane prennent plus d'amplitude, le contact s'établit, et l'appareil enregistreur le marque sur la bande noircie. Le diamètre de la membrane, son épaisseur, sa tension plus ou moins forte...., influent sur sa sensibilité pour un même son musical, et l'on doit toujours chercher à mettre la membrane dans les conditions les plus favorables pour le son sur lequel on veut opérer.

Si le petit disque métallique de la membrane est très-rapproché de son butoir, l'observateur placé auprès de l'appareil enregistreur reconnaît, même pour des sons très-aigus, le moment où le système d'ondes passe sur la membrane, parce qu'il détermine une succession rapide de passages et de ruptures de courant dans les bobines du marqueur; le levier articulé du traceur en prend un mouvement de trépidation que l'oreille entend parfaitement, mais le stylet ne s'écarte pas assez pour tracer sur la bande de papier des marques visibles.

On observe encore plus facilement les diverses circonstances du phénomène quand on fait marquer la membrane

par rupture de contact. Dans ce cas, on applique sur la membrane, fortement tendue, le petit pendule que nous avons décrit page 38. Au moment du passage des ondes devant la membrane, le pendule fait des trépidations, d'abord très-petites, mais qui augmentent successivement d'intensité jusqu'à ce que le pendule soit lancé à une distance appréciable. On reconnaît même cet effet sur la bande de papier noirci, parce qu'il s'y dessine un grand nombre de zigzags qui correspondent aux ruptures de contact. Ces zigzags sont d'abord très-étroits, mais ils s'élargissent successivement.

Évidemment, quand une membrane est ébranlée par un son musical, elle se trouve sous d'autres influences que lorsqu'elle reçoit le choc d'une onde unique. Dans ce dernier cas, elle est poussée au dehors par l'onde comprimée qui lui arrive, et elle revient à sa position naturelle en faisant une suite d'oscillations sous l'influence de son élasticité propre. L'observateur ne note que la première marque, et il ne s'occupe pas des suivantes, qui sont dues aux vibrations naturelles de la membrane.

Lorsque la membrane est influencée par un son musical, elle cherche à vibrer à l'unisson ; elle se divise en conséquence, et ses oscillations augmentent d'amplitude pendant tout le temps du passage des ondes isochrones. Dans ces conditions, il est ordinairement très-difficile de distinguer sur la bande le commencement des vibrations de la membrane.

Je n'ai trouvé aucun moyen certain pour marquer le départ de la première onde d'un son musical. Pour déterminer directement la vitesse de propagation d'un son de ce genre, je comptais le temps que la succession des ondes qui le composent met à passer d'une première membrane A à une

seconde membrane B suffisamment éloignée. Cette détermination présente beaucoup d'incertitude, parce qu'on ne distingue pas nettement sur la bande noircie l'arrivée de la première onde sur chaque membrane, et il est même difficile de certifier que les deux points choisis sur la bande se rapportent aux arrivées successives d'une même onde sur les deux membranes.

J'ai essayé de remplacer mes membranes ordinaires par des résonnateurs Helmholtz, ajustés pour renforcer surtout le son musical dont on veut mesurer la vitesse de propagation dans la ligne des tuyaux; j'espérais ainsi obtenir des indications plus précises. La figure 10, planche III, représente un de ces résonnateurs. La caisse résonnante *abcd*, de 5 centimètres de diamètre, d'une longueur variable, et munie de l'orifice *ef*, porte une bride A B, à l'aide de laquelle on l'ajuste sur l'une des tubulures de la ligne des tuyaux. La seconde extrémité *ab* de la caisse est fermée par une membrane très-mince de caoutchouc, dont on peut régler la tension à l'aide des clefs *r*, *r*. Cette membrane porte un petit disque métallique *m* communiquant avec la terre par le fil *m* T. Enfin un petit pendule métallique *p* s'applique sur cette membrane quand elle est en repos; il est semblable à celui des figures 16, 17 et 18, planche II, et il fonctionne de la même manière.

On règle le résonnateur avant de l'appliquer sur la tubulure des tuyaux : pour cela, on modifie la capacité de l'espace résonnant, ainsi que la tension de la membrane, jusqu'à ce que le petit pendule *p* éprouve les secousses les plus vives quand on maintient le résonnateur à une certaine distance du corps vibrant.

Les résonnateurs ainsi disposés sont extrêmement sensibles pour montrer à la vue le moment du passage des ondes musicales, même faibles, dans les tuyaux. Mais il est encore plus difficile qu'avec nos membranes ordinaires de tirer quelque chose de précis de leurs indications. On en reconnaît la cause en regardant les mouvements du petit pendule : le résonnateur met du temps pour se mettre en vibration harmonique sous l'influence de la série des ondes isochrones qui passent devant son orifice *ef*, et ce n'est que lorsque un grand nombre de ces ondes ont passé, que la membrane a pris des oscillations d'une certaine amplitude. Le même fait se constate sur l'appareil enregisteur, car on entend une série de trépidations dans le marqueur avant que le petit pendule *p* éprouve d'assez grands écarts pour marquer nettement une rupture de contact sur le papier noirci.

LECTURE DES BANDES

CALCUL DES EXPÉRIENCES.

Lecture d'une bande de papier noirci qui a passé par l'appareil enregistreur.

Je donne, planche III, fig. 1, une copie exacte, obtenue par décalcage, du commencement de l'une de ces bandes, depuis la marque du départ de l'onde, qui est produite ici par un coup de pistolet, jusqu'à l'arrivée de cette onde à la première membrane qu'elle rencontre. La portion de la bande qui peut prendre place dans notre planche est une petite fraction de la bande entière, car celle-ci a une longueur totale de plus de 5 mètres.

Les vibrations du diapason tracent les zigzags qui suivent le milieu *ab* de la bande; les oscillations du pendule à secondes occupent le haut de la bande et suivent la ligne *cd*; les mises en contact et les ruptures qui surviennent dans la ligne télégraphique sont marquées sur la ligne inférieure *ef*.

Les vibrations du diapason, telles qu'elles sont tracées sur la figure 1, sont celles que je cherche toujours à pro-

duire, parce qu'elles correspondent à la marche la plus régulière de mon diapason. La hauteur des zigzags représente l'amplitude des vibrations de l'extrémité supérieure du diapason. On la règle sur le diapason avant de commencer les expériences, en utilisant les divers moyens de réglage que j'ai décrits page 27 et suivantes. La largeur des zigzags dépend, au contraire, de la vitesse du dévidage de la bande; on règle cette vitesse et on la maintient constante en ajustant convenablement le moteur électro-magnétique, et en agissant au besoin sur le petit frein *ff* de la roue A, fig. 2, planche II. L'amplitude des vibrations du diapason est ordinairement de 3 millimètres, la largeur qu'une double vibration occupe sur les bandes est d'environ 4 millimètres.

On prend comme zéro de l'échelle des vibrations du diapason l'une *o* des pointes de zigzags, celle qui est la plus proche de la marque du départ de l'onde; à partir de là on marque, au crayon rouge, un trait à chaque dizaine de vibrations jusqu'au bout de la bande; enfin, à chaque dizaine de dizaines de vibrations, on marque un chiffre qui indique le nombre de centaines de vibrations depuis le *o*. On forme ainsi sur chaque bande une échelle des vibrations, à laquelle on rapporte toutes les marques inscrites sur la bande.

Le pendule marque sur la bande noircie chaque seconde de temps; ainsi l'écart entre les deux points α et β correspond à l'intervalle d'une seconde; mais, comme les marques α et β sont produites par des contacts qui ont eu lieu en des points différents, et qu'il serait bien difficile de les régler avec une précision telle, que les intervalles en temps soient parfaitement égaux, il est beaucoup plus simple de tourner

la difficulté et de ne compter sur la bande que les doubles oscillations du pendule, parce que celles-ci sont toujours marquées par le même système communiquant. Ainsi nous ne comptons jamais sur la bande que par doubles secondes, c'est-à-dire par des intervalles tels que ceux qui sont compris entre les points α et γ.

Examinons maintenant sous quelle forme les oscillations du pendule restent tracées sur la bande :

Au moment où le pendule, par son mouvement, amène un contact dans le système A, fig. 3, planche II, le courant électrique traverse les bobines D de l'électro-aimant, fig. 1 et 2, le traceur *ay* est écarté de sa position naturelle, et il décrit sur la bande en mouvement le petit arc de courbe $\alpha\eta$, fig. 1, planche III; α représentant le moment précis de l'établissement du courant, et η le moment où l'étrier en fer qui fait marcher le traceur se colle contre le fer à cheval, momentanément aimanté, de l'électro-aimant. L'écart $\alpha\alpha'$ dépend du chemin parcouru par la pointe du traceur *ya* (fig. 1, planche II); on l'augmente ou on le diminue à volonté, à l'aide des vis *s*, *s*, qui limitent la marche du levier *ur*. Mais la distance $\alpha'\eta$ dépend à la fois de l'intensité du courant de la pile, de la tension donnée au petit élastique *ri*, enfin de la vitesse de transport de la bande. En tous cas, les écarts $\alpha\alpha'$, $\alpha'\eta$, sont les mêmes pour toutes les marques du pendule sur une même bande; ils ne changent même pas sensiblement dans les expériences d'une même journée.

On obtiendra le nombre de vibrations doubles que le diapason fait pendant que le pendule bat une double seconde, en comptant sur la bande le nombre et les fractions de zigzags qui sont compris entre les lignes menées par les points

η et δ perpendiculairement à la longueur de la bande. En réalité, il faudrait compter ce nombre entre les points α et γ, qui correspondent à l'établissement du courant; mais il est difficile de marquer ces points avec précision, parce qu'ils doivent se trouver à l'origine de la courbure, tandis que les points η et δ sont toujours très-nettement déterminés. D'ailleurs les deux distances $\alpha'\eta$ et $\gamma'\delta$ sont parfaitement égales; cela était probable à priori, mais je m'en suis assuré par beaucoup de mesures.

On obtiendrait une plus grande précision dans l'appréciation des fractions de double vibration du diapason, au commencement et à la fin des marques d'une oscillation du pendule si l'on déterminait ces fractions à l'aide du cathétomètre. J'ai fait en effet un certain nombre de déterminations en opérant ainsi; mais les différences que j'ai trouvées par rapport à la méthode ordinaire d'appréciation sont si petites que je n'ai pas jugé utile d'avoir recours à ce procédé plus exact, mais qui demande beaucoup plus de temps.

La comparaison du diapason avec le pendule doit toujours se faire sur la bande entière, depuis le départ de l'onde jusqu'à la dernière marque imprimée par les membranes. Elle fournit le moyen de reconnaître la parfaite uniformité de marche du diapason et du pendule; de plus, elle signalerait les erreurs qui auraient été commises en établissant l'échelle des vibrations du diapason.

Le tableau suivant montre le relevé que l'on a fait du pendule sur l'une des bandes prise au hasard. Les nombres de la première colonne expriment les chiffres de l'échelle des vibrations du diapason auxquels correspondent les points η, δ, λ... des marques du pendule; les nombres de la seconde

colonne indiquent le nombre des doubles vibrations du diapason contenu dans chaque double oscillation successive du pendule.

— 28,2	
130,0	101,8
232,0	102,0
333,8	101,8
435,6	101,8
537,6	102,0
639,4	101,8
741,3	101,9
843,2	101,9
945,0	101,8
1046,9	101,9
1148,7	101,8
1250,6	101,9
1352,4	101,8
1454,3	101,9
1556,0	101,7
1657,9	101,7
1759,7	101,8
1861,6	101,9

$$\frac{1861,6 - 28,2}{18} = 101,855.$$

Ainsi sur cette bande, la double oscillation du pendule vaut 101,855 doubles vibrations du diapason.

Voyons maintenant comment on relève les marques qui sont données par le courant de la ligne télégraphique.

La bande que nous examinons se rapporte à une expérience où l'onde est produite par un coup de pistolet.

Le départ est annoncé par la rupture du fil métallique tendu sur la bouche de l'arme; cette rupture interrompt le passage du courant dans l'appareil enregistreur et dans le fil télégraphique. Le moment où le courant cesse dans les

bobines C de l'électro-aimant est marqué sur la bande par le point ω, où le stylet $y'b'$ (fig. 1, planche II) se met en marche pour reprendre sa position naturelle sous l'influence du petit ressort $i'x'$. Le point π indique l'instant où il y est revenu, c'est-à-dire celui où le levier $u'r'$ butte sur la vis s'. C'est le point ω qu'il faut prendre pour le départ de l'onde.

Au moment où l'onde arrive à une membrane, le courant se rétablit. Ce moment coïncide avec la marque ζ sur la bande qui exprime l'instant où le stylet $y'b'$ quitte sa position naturelle, tandis que le point ρ marque l'instant où l'armature du système articulé $u'r'x'y'$ frappe le fer à cheval de l'électro-aimant. La distance que nous avons à mesurer sur l'échelle du diapason est donc celle qui sépare les points ω et ζ. Nous les remplaçons par la distance entre les points π et ρ, qui lui est parfaitement égale.

On opère de la même manière pour toutes les marques que les membranes produisent sur la bande, en comptant toujours les distances à partir du zéro de l'échelle, et en vibrations du diapason, afin que les erreurs de lecture ne puissent pas s'accumuler. Les marques du pendule que l'on a préalablement transcrites en vibrations du diapason fournissent d'ailleurs un moyen simple de contrôle.

Il est utile de remarquer que les deux systèmes articulés de l'appareil enregistreur, dont l'un marque les oscillations du pendule, l'autre les passages de courant déterminés par les membranes dans la ligne télégraphique, sont entièrement semblables ; que l'on peut intervertir leur service aussi souvent qu'on le veut, et par conséquent qu'ils présentent tous deux la même régularité, la même précision. Or, quand le marqueur est placé sur le pendule, il donne toujours le

même nombre de vibrations du diapason pour l'intervalle de toutes les doubles secondes, marqué par le pendule. On doit en conclure que si le traceur est en retard, il l'est de la même quantité pour toutes les marques, de sorte qu'il n'en résulte pas d'erreur pour la distance entre deux marques consécutives. Le même fait se présentera nécessairement quand le même marqueur sera placé sur la ligne télégraphique, pourvu que le courant conserve sensiblement la même intensité à tous les passages.

Si A représente le nombre de doubles vibrations du diapason qui correspondent à une double oscillation du pendule, c'est-à-dire à deux secondes,

L, le chemin parcouru par l'onde depuis son départ jusqu'au centre de la membrane qui a marqué son arrivée sur l'appareil enregistreur,

Enfin N, le nombre des vibrations du diapason qui sont inscrites entre la marque du départ et celle de l'arrivée sur la membrane,

On a pour la vitesse V du son

$$V = \frac{1}{2}\frac{L.A}{N}.$$

Voyons maintenant avec quel degré de précision on peut obtenir les trois quantités L, A et N qui entrent dans cette formule.

1° *Longueur du chemin parcouru.* Je l'ai toujours déterminée par un chaînage à l'aide d'un ruban en acier de 10 mètres, dont les sous-divisions sont très-exactes parce qu'elles ont été produites par des emporte-pièce placés à des distances invariables sur la machine qui sert à diviser ces mesures. J'ai néanmoins vérifié avec un cathétomètre la longueur de

chaque mètre marqué sur le ruban; je n'ai reconnu que des différences très-petites, qui ne se trouvent pas les mêmes dans plusieurs mesures. Je n'ai jamais obtenu une erreur dépassant 2 millimètres sur la longueur totale de 10 mètres.

Nous avons besoin de connaître exactement la longueur de l'axe du tuyau, mais on est obligé de faire le chaînage sur le sol supérieur quand les tuyaux sont enfouis sous terre, ou sur le sol inférieur, ordinairement parfaitement plan, de la galerie souterraine dans laquelle les tuyaux sont suspendus. Dans ce dernier cas, je pouvais déterminer moi-même tous les éléments de la mesure; car l'axe des tuyaux est maintenu le plus souvent à une distance constante de la banquette de la galerie, et quand on a été obligé, en certains endroits, de s'écarter de cette règle, il est facile de mesurer les hauteurs variables de l'axe du tuyau au-dessus du plan de projection sur lequel on opère le chaînage. Quand les tuyaux sont enfouis en terre, on ne peut chaîner que la projection de la ligne des tuyaux sur la surface légèrement courbe du terrain. Mais comme je n'ai jamais opéré que sur des lignes de tuyaux récemment posés, et avant qu'elles aient été mises en service, j'ai toujours obtenu des ingénieurs tous les détails de la construction : les éléments du nivellement du sol, la profondeur à laquelle se trouve chaque bout de tuyau, la forme de chaque tuyau, le dessin exact des courbes. En un mot, j'ai eu entre les mains tous les éléments nécessaires pour tracer une projection horizontale, une projection verticale, et par suite un développement très-exact de chaque ligne de tuyaux.

Les chaînages ont été souvent répétés quatre fois. Sur des lignes de 1000 mètres à 1500 mètres, les différences n'ont

jamais dépassé 2 décimètres; elles se sont élevées jusqu'à $0^m 7$ sur une ligne de 5000 mètres.

2° *Temps d'une double vibration du diapason.* Lorsque les diverses parties qui composent le diapason ont été convenablement ajustées, les vibrations présentent une régularité parfaite pendant longtemps. Néanmoins, comme il faut très-peu de chose, un petit dérangement dans l'interrupteur, pour modifier sensiblement le diapason, il ne faut jamais admettre que la valeur de A est constante; il est beaucoup plus prudent de déterminer cette valeur sur chaque bande et même pour toutes les doubles oscillations du pendule qui y sont marquées. C'est ainsi qu'on a formé le tableau de la page 67, que j'ai présenté comme exemple. On voit sur ce tableau que si les valeurs de A, relevées sur la bande, ne sont pas absolument identiques, elles ne diffèrent que d'une fraction de vibration si petite qu'on peut l'attribuer à une erreur de lecture. On trouve des différences plus faibles encore quand on compare les valeurs moyennes de A que l'on a calculées sur différentes bandes, tirées les unes après les autres dans une même journée d'expériences.

On observe souvent des différences beaucoup plus grandes quand on compare les bandes obtenues dans des jours différents; cela tient toujours à ce que les conditions du diapason ne sont pas restées les mêmes. Mais il ne peut pas en résulter d'erreur quand on a soin de prendre la valeur de A sur chaque bande.

Si les amplitudes de vibrations du diapason varient fréquemment, et d'une manière intermittente, si elles sont successivement grandes et petites, cela tient à ce que le diapason et l'interrupteur présentent de trop grandes diffé-

rences dans leur marche naturelle, et il faut apporter le plus grand soin à les remettre d'accord, en agissant sur les diverses parties qui servent à les régler.

Détermination du nombre N. Il représente le nombre de vibrations que le diapason a faites depuis le départ de l'onde jusqu'à son arrivée à la membrane qui a imprimé sa marque sur la bande noircie.

Le départ de l'onde est marqué dans nos expériences par l'interruption subite qu'éprouve le courant électrique par la rupture du fil métallique tendu devant la bouche du pistolet. Voyons si de ce chef il ne résulte pas quelque incertitude.

La charge de poudre ne brûle pas instantanément; l'inflammation se propage successivement. Il est même probable que, dans une arme aussi courte qu'un pistolet, la totalité de la poudre n'a pas le temps de brûler avant la sortie de la bourre.

La bourre met un certain temps à parcourir le canon, avec une vitesse successivement croissante. Il en résulte que la bourre chasse la petite colonne d'air qui remplit le canon, et la lance comme un projectile; elle lui donne en même temps une compression qui doit se propager dans le tuyau.

Arrivée à la bouche, la bourre brise le fil; au même instant les gaz comprimés provenant de la combustion de la poudre se répandent dans le tuyau en comprimant violemment la couche d'air la plus voisine. L'expansion des gaz se fait d'ailleurs par détente successive.

Il résulte de là que l'onde produite dans les tuyaux par le coup de pistolet a une largeur sensible, et qu'elle n'a pas une compression égale dans toutes ses parties. Si l'on compte

le temps sur la ligne des abscisses, et si l'on prend pour ordonnées les intensités de compression, on peut admettre que l'onde qui se propage dans les tuyaux a la forme représentée par la figure 4, planche III, dans laquelle :

t_0 représente l'instant où l'inflammation de la poudre commence,

$t_0\,t_1$ le temps pendant lequel la bourre chemine dans le canon,

$t_1\,t_2$ le temps de la détente des gaz provenant de la combustion.

Cherchons maintenant si cette forme complexe de l'onde peut exercer une influence sensible sur la marque du départ.

Examinons d'abord la partie t_0 *a* t_1 de l'onde qui est produite par la bourre pendant qu'elle chemine avec une vitesse croissante dans le canon de l'arme. Son intensité doit être très-faible, car la section du canon est une fraction extrêmement petite de celle du tuyau. De plus, la longueur $t_0\,t_1$ est très-petite, comme on peut le conclure des observations suivantes : la vitesse initiale d'un projectile lancé par une arme à feu n'est pas moindre que la vitesse de propagation du son; le chasseur qui tire un lièvre passant devant lui avec une grande vitesse à une distance de 50 mètres, doit viser très-peu en avant de l'animal au moment où il lâche la gachette. On peut conclure de ces deux faits que le temps pendant lequel la bourre circule dans le canon du pistolet est tellement court, qu'on peut le négliger, si la distance de la membrane à l'origine des tuyaux dépasse 500 mètres, et si les tuyaux ont une grande section ; mais je pense que, pour des dis-

tances plus petites et dans des tuyaux de très-petite section, l'erreur provenant de ce fait peut être notable. La vitesse de propagation de l'onde serait trouvée trop grande, parce que la membrane marquerait sous l'impression de la tête t_0 a t_1 de l'onde, tandis que le départ serait marqué par le maximum d'intensité a.

Lorsque le fil métallique est rompu par la bourre, le courant électrique cesse de passer dans les bobines de l'électro-aimant, et le marqueur reprend sa position naturelle sous la tension de l'élastique. Le traceur marque ainsi sur la bande noircie la petite courbe ω π, planche III, fig. 1, le point ω indiquant l'instant de la rupture du fil, c'est-à-dire l'instant du départ du maximum de compression de l'onde. On peut diminuer autant qu'on le veut l'écart π π', en augmentant la tension de l'élastique, et en diminuant l'écart du traceur à l'aide des vis s, s' (figure 1, planche II). Dans mes expériences, π π' est toujours moindre qu'une demi-double vibration du diapason.

J'élève en ω une perpendiculaire sur la bande et je note le point où cette perpendiculaire coupe l'échelle des vibrations du diapason. Cette appréciation se fait facilement avec une exactitude du dixième d'une double vibration du diapason, c'est-à-dire à $\frac{1}{550}$ d'une seconde de temps.

Lorsque l'onde foulante arrive sur la membrane, elle la pousse vivement jusqu'à ce que le petit disque métallique soit arrêté par le butoir, le courant électrique passe alors dans les bobines, et marque l'arrivée de l'onde sur la bande noircie. Mais la membrane, qui part de l'état de repos, met un certain temps pour arriver au butoir, c'est un retard pour le marqueur; je négligerai ce retard pour le moment, mais je dirai bientôt comment on peut déterminer sa valeur.

Au moment où le courant électrique s'établit dans les bobines C, l'étrier du marqueur est attiré par l'électro-aimant, le traceur décrit, sur le papier noirci, la petite courbe $\zeta\rho$. Je reporte sur l'échelle des vibrations du diapason le point ζ qui correspond à l'établissement du courant; cette détermination se fait encore avec un maximum d'erreur possible de $\frac{1}{10}$ de double vibration, c'est-à-dire de $\frac{1}{850}$ de seconde.

En définitive, la valeur de N est donnée par la différence entre les deux marques du départ et de l'arrivée, comptées sur l'échelle du diapason avec un maximum d'erreur possible de $\frac{1}{5}$ d'une double vibration, c'est-à-dire de $\frac{1}{500}$ environ de seconde en temps.

Je remplace ordinairement la distance entre les points ω et ζ par celle qui se trouve entre les points π et ρ qui sont marqués beaucoup plus nettement sur la bande; mais, pour que cela soit possible, il faut que les projections $\pi\pi'$ et $\zeta\rho'$ soient parfaitement égales. Or on réalise facilement cette condition par tâtonnement, en agissant à la fois sur les vis s, s', et sur le petit élastique i' r' (fig. 1, planche III).

J'ai cherché à déterminer, par expérience, le temps que le petit disque métallique de la membrane met à toucher le butoir, lorsque l'onde foulante lui arrive. Les expériences ont été faites sur une grande ligne de tuyaux devant servir à la distribution des eaux, et placée dans le grand égout Saint-Michel. Je donnerai plus tard une description détaillée de cette conduite, sur laquelle j'ai pu faire une longue suite d'expériences pour déterminer la vitesse de propagation des diverses ondes dans l'air. Je me bornerai, pour le moment, à indiquer ce qui est nécessaire pour faire comprendre les expériences que je vais décrire.

Les tuyaux ont $1^{m}10$ de diamètre intérieur ; l'un des orifices, celui qui est placé auprès des appareils d'expériences, est fermé par une forte plaque de tôle A B, planche III, fig. 5, 6 et 9, à l'aide de boulons à vis et d'un joint au minium. Cette plaque présente au centre une large ouverture circulaire C D, de $0^{m}30$ de diamètre. Une forte planche E F G H en bois de chêne glisse suivant des coulisses I K, I' K', fixées à l'aide de boulons sur la plaque de tôle, et qui la maintiennent partout à une distance de 2 centimètres de cette plaque. On obtient une fermeture hermétique des tuyaux au moyen d'un anneau creux en caoutchouc *o o o*, qui est fixé sur la plaque de tôle par des fils métalliques autour de l'ouverture centrale, et se trouve ainsi comprimé entre la plaque de tôle et la planche de bois.

La planche est percée d'une petite ouverture O, dans laquelle on ajuste le pistolet qui doit produire l'onde foulante, et d'une seconde ouverture M N, de $0^{m}20$, sur laquelle on applique la tubulure en tôle qui porte la membrane *i k* (fig. 9).

Cette membrane est entièrement semblable à celles qui m'ont servi pour mesurer la vitesse de propagation des ondes. Elle porte au centre un petit disque métallique *m*, surmonté d'une tige *md* courbée à angle droit comme celle de la figure 13, planche II.

Sur cette même planche on a fixé une seconde planche LP, fig. 6, planche III, qui porte un diapason *ab* rendant exactement la même note que celui qui fonctionne dans l'appareil enregistreur fig. 1 et 2, planche II. Ce diapason est muni sur l'une de ses branches d'une petite lamelle étroite *bn* en laiton ; le support qui fixe le diapason sur la planche LP glisse dans une double rainure, qui permet de placer la pointe *n* du traceur exactement au-dessous de la pointe *d* de la membrane.

Le diapason est maintenu constamment en vibration par deux électro-aimants agissant sur ses deux branches, et dont les interruptions de courants sont produites par l'interrupteur à mercure des fig. 1 et 2, planche II.

Ainsi, dans ces nouvelles expériences, le diapason fait exactement les mêmes vibrations que le diapason dd' de l'appareil enregistreur, quand on s'en sert pour la mesure de la vitesse du son.

Il s'agit maintenant de faire passer, avec une vitesse uniforme, une bande de papier noirci au-devant des deux traceurs md, bn, pour en recueillir les marques simultanées. On y parvient par la disposition suivante :

On fixe sur la planche EFGH (fig. 6) un support en métal, bien dressé, sur lequel sont fixés :

1° Deux petites poulies R, R', tournant librement autour de leurs axes, et qui servent à maintenir et à diriger la bande noircie dans les conditions les plus favorables pour recevoir les empreintes des traceurs, sans leur opposer une résistance capable de gêner leurs mouvements.

2° Une bobine S garnie de papier noirci, qui est précisément la bobine A, qui fait le même office dans l'appareil enregistreur, fig. 2, planche II. Cette roue supporte la friction d'un petit frein qui conserve à la bande une tension suffisante entre les deux roulettes R et R'.

3° Enfin un petit système de laminoir semblable à celui de l'appareil enregistreur, et produit par les deux rouleaux U et Q. On fait marcher ce laminoir à la main à l'aide du manche T.

Ainsi, en faisant mouvoir le laminoir UQ, on entraîne le papier enroulé sur la bobine S avec une vitesse qu'on

règle à volonté ; la bande passe sur les deux roulettes R, R′, et présente sa face noircie aux deux traceurs *md*, *bn*.

Voyons maintenant comment on opère.

Le diapason est constamment en vibration ; on fait glisser la planche EFGH jusqu'à ce que l'orifice O soit dans l'axe de la ligne des tuyaux. On ajuste, à l'aide d'un bouchon, le pistolet chargé dans l'orifice O, et l'on fait partir le coup. Aussitôt on fait glisser la planche jusqu'à ce que le centre de la membrane se trouve maintenant sur l'axe des tuyaux, et un aide fait filer le papier noirci en agissant sur la manivelle T.

L'onde foulante produite par le coup de pistolet doit parcourir deux fois la ligne des tuyaux, c'est-à-dire 3179 mètres, avant de revenir sur la membrane ; on a donc parfaitement le temps de faire toutes les manœuvres que je viens d'indiquer.

A chaque retour de l'onde, la membrane est vivement secouée, et ses vibrations sont tracées avec une parfaite netteté sur la bande. On fait défiler la bande de papier tant que la membrane fait des excursions d'une amplitude visible. On détache alors la bande, et on la fixe comme je l'ai dit page 32.

Mes premières expériences ont porté sur une membrane de $0^{m}20$ de diamètre, c'est celle que j'ai le plus souvent employée dans mes expériences sur la mesure de la vitesse du son dans les tuyaux de grande section. La charge du pistolet est de 1 gramme de poudre.

Afin de donner une idée exacte des vibrations simultanées de la membrane et du diapason, j'ai décalqué exactement l'une des bandes, en ne prenant que les portions où se trou-

vaient des oscillations de la membrane, et j'en ai fait graver le dessin exact sur la planche III, fig. 2.

Le n° 1 représente les oscillations de la membrane produites par le premier retour. Chemin parcouru par l'onde depuis son départ... 3179 mètres,
Le n° 2 oscillations données par le second retour, chemin parcouru. 6358 mètres,
Le n° 3 oscillations du troisième retour, chemin parcouru....... 9537 mètres,
Le n° 4 oscillations du quatrième retour, chemin parcouru...... 12716 mètres,
Le n° 5 oscillations du cinquième retour, chemin parcouru...... 15895 mètres.

La ligne xy représente sur chaque figure le tracé rectiligne que la membrane produirait sur la bande, si cette membrane était en repos. Mais cette dernière circonstance se présente rarement, car il existe dans les galeries souterraines des courants d'air qui agitent constamment la membrane; quelquefois ils sont assez forts pour établir des contacts entre la membrane et son butoir. Ce n'est que pendant la nuit, lorsque toutes les portes et ouvertures des égouts sont fermées et quand il ne s'y trouve plus de travailleurs, que l'on peut opérer dans des conditions convenables.

Pour rendre les figures plus faciles à suivre, et pour éviter les lignes auxiliaires, j'ai supposé la ligne xy à une distance de 1 millimètre de la ligne uz qui limite les vibrations du diapason. J'admets que le petit disque métallique de la membrane est à 1 millimètre de son butoir; on peut alors voir immédiatement sur le dessin le temps exprimé en vibrations du diapason que la membrane met à toucher le butoir, quand celui-ci en est écarté de 1 millimètre.

Au premier retour marqué n° 1, l'onde arrive sur la membrane à l'instant a; elle la pousse jusqu'en d en produisant un écartement de 10 millimètres: le temps employé pour

cette excursion complète est représenté par ab, qui forme environ 0,4 d'une double vibration du diapason.

Dans les expériences sur la vitesse du son, la distance de la membrane est supposée de 1 millimètre seulement; le temps pour la franchir est alors représenté par l'abscisse du point d'intersection de la courbe adc avec la ligne uz; cette abscisse est si petite qu'il est difficile de l'apprécier exactement; elle ne dépasse certainement pas $\frac{1}{10}$ d'une double vibration du diapason.

Arrivée à son maximum d'excursion, la membrane revient en arrière, et, par suite de son élasticité propre, elle fait une série d'oscillations qui sont marquées sur la bande.

Ainsi, pour le premier retour de l'onde, c'est-à-dire après un chemin parcouru de 3179^{m}, correspondant environ à 475 doubles vibrations du diapason, le retard occasionné par l'inertie de la membrane ne dépasse pas 0,1 d'une double vibration; il n'est que de $\frac{1}{5000}$ du nombre total.

Pour le deuxième retour n° 2, l'écart de la membrane est encore de 10 millimètres, exigeant également le temps d'une demi double-vibration du diapason. Pour un chemin parcouru de 6358^{m}, correspondant à 950 doubles vibrations du diapason, l'inertie de la membrane ne donne encore qu'un retard de 0,1 d'une double vibration du diapason.

Au troisième retour, l'écart n'est plus que de 9 millimètres, et la membrane met le temps exprimé par 1,1 de double vibration pour le parcourir. Pour franchir le premier millimètre, elle met environ 0,3 d'une double vibration. Ainsi, pour l'onde ayant parcouru 9537 mètres, correspondant à 1418 doubles vibrations du diapason, l'inertie de la

membrane occasionne un retard de 0,3, c'est-à-dire de $\frac{1}{5000}$ environ du nombre total.

Au quatrième retour n° 4, l'onde a parcouru 12716 mètres, correspondant à 1891 doubles vibrations du diapason; la membrane prend un écart de $8^{mm}7$, pour lequel elle emploie un temps représenté par 1,2 double vibration du diapason. Pour atteindre le butoir placé à 1 millimètre, elle mettrait le temps représenté par 0,4 d'une double vibration.

Enfin, pour le cinquième retour, qui correspond à un chemin parcouru de 15895 mètres, représenté par 2364 doubles vibrations du diapason, l'écart de la membrane n'est plus que de 4 millimètres; le temps pour le produire est de deux doubles vibrations. Le temps pour produire l'écart de 1 millimètre est d'environ 1 double vibration.

Les valeurs que je viens d'indiquer ont été obtenues sur une bande prise au hasard; mais toutes les bandes que l'on obtient ainsi dans les mêmes conditions sont d'une uniformité remarquable, et les petites différences qu'on y remarque proviennent toujours de la difficulté de noter sûrement le point de départ *a*.

Les moyennes prises sur douze bandes ainsi produites sont les suivantes:

	Chemin parcouru.	Doubles-vibrations correspondantes.	Retard produit par l'inertie de la membrane, exprimé en double vibration.
1er retour de l'onde...	3179 mètres	475	0,10
2e retour...........	6358	950	0,25
3e retour...........	9537	1418	0,32
4e retour...........	12716	1891	0,42
5e retour...........	15895	2364	0,60

Le retard produit par l'inertie du marqueur augmente

sensiblement avec le nombre des retours; on ne peut donc pas admettre qu'il est sans influence sur la vitesse du son, même lorsqu'on détermine celle-ci d'après le temps que met l'onde pour frapper successivement la même membrane. Mais l'erreur qui en résulte est extrêmement petite pour les longs parcours, et le tableau précédent fournit des éléments suffisants pour l'apprécier.

Dans la plupart des expériences que j'ai faites sur la vitesse du son, le retard produit par l'inertie de la membrane était réellement moindre que celui qui est indiqué par le tableau précédent; car le plus souvent, quand l'air extérieur était tranquille, l'écart du disque métallique de la membrane à son butoir n'était que de $\frac{1}{2}$ et souvent de $\frac{1}{3}$ de millimètre.

L'examen comparé des figures n° 1, n° 2, n° 3, n° 4, n° 5, donne lieu à d'autres remarques.

Si la membrane était absolument en repos au moment où l'onde lui arrive, on pourrait apprécier plus exactement sur les figures 3 et 4 l'instant précis de l'arrivée, et déduire de la forme du premier arc *ad* de la courbe les variations que subit la vitesse de propulsion. C'est dans la première partie de l'arc, lorsque la membrane part du repos, que la vitesse change le plus; la vitesse reste ensuite sensiblement constante jusque près du maximum d'écart. En tous cas, la forme du premier arc pour les divers retours d'une même onde devra être prise en considération sérieuse pour apprécier le retard qui doit en résulter dans les divers cas.

L'amplitude de la première oscillation de la membrane à chaque retour de l'onde exprime jusqu'à un certain point son intensité. Cette amplitude diminue avec le nombre des retours; ainsi souvent, au sixième et au septième retour,

l'onde ne conserve plus l'intensité suffisante pour marquer sur la bande. L'onde, en cheminant dans le tuyau et en subissant des réflexions sucessives, perd donc continuellement de son intensité. L'affaiblissement n'est pas rapide dans notre large tuyau, qui a 1^m10 de diamètre intérieur; mais nous verrons bientôt qu'il n'en est pas ainsi dans les tuyaux de petite section, où l'onde s'éteint très-vite.

Les distances dd', ee', $e'e''$, représentent les durées des oscillations de la membrane, lesquelles dépendent de son élasticité, de sa masse, etc., etc. Ces oscillations ne sont pas parfaitement égales parce que leurs amplitudes sont trop variables. Pour les amplitudes faibles, ces durées sont sensiblement égales : elles correspondent à peu près à 3 doubles vibrations du diapason.

J'ai fait également un grand nombre d'expériences sur les petites membranes, de 0^m10 de diamètre, que j'ai employées fréquemment pour la recherche de la vitesse du son dans les tuyaux de petite section. La figure 4, planche III, représente le décalque exact des oscillations que cette membrane a faites aux retours successifs d'une onde produite par un coup de pistolet chargé de 1 gramme de poudre; la petite membrane est d'ailleurs placée exactement dans les mêmes conditions que la membrane de 0^m20 des expériences précédentes et sur la même ligne de tuyaux de 1^m10.

Les vibrations naturelles de la petite membrane sont beaucoup plus rapides que celles de la membrane de 0^m20; leur durée est à peu près égale à celle d'une vibration de notre diapason. Les vibrations produites par les premiers retours de l'onde paraissent plus brusques, et le temps nécessaire pour parcourir le premier millimètre est encore

plus difficile à noter avec précision. Je donne ici les moyennes que j'ai calculées d'après les courbes tracées sur 12 bandes; les différences des relevés sur chaque bande sont plus grandes que pour la membrane de $0^{m}20$.

	Retard dû à l'inertie de la membrane en double vibration du diapason.
1er retour	0,10
2e retour	0,20
3e retour	0,40
4e retour	0,45
5e retour	0,65

On voit que ces retards diffèrent à peine de ceux que j'ai trouvés pour la membrane de $0^{m}20$, et qu'il n'y a aucune raison pour supposer une différence sensible entre ces deux membranes pour l'erreur qu'elles peuvent occasionner dans la mesure de la vitesse de propagation des ondes. Les petites membranes sont moins influencées que les grandes par les courants d'air de la galerie, de sorte que je diminuais toujours pour elles la distance du butoir.

J'attachais un grand intérêt à examiner la forme que prendraient les vibrations de mes membranes sous l'influence des ondes qui parcourent des tuyaux de petite section. C'est en effet dans les tuyaux de petit diamètre que l'imperfection de l'élasticité de l'air, que sa *viscosité* pour ainsi dire, se fait le mieux sentir, et je ne doute pas que la forme d'une onde ne se modifie successivement, et notablement, pendant son trajet dans une conduite étroite. Ces altérations de l'onde peuvent se faire sentir dans la forme des courbes qui sont tracées par les oscillations de la membrane; malheureusement je n'ai plus trouvé d'occasion pour opérer sur une conduite de ce genre.

Calcul de la vitesse de propagation des ondes dans l'air complétement sec.

La vitesse de propagation V (page 69) que nous déduisons de nos expériences se rapporte à l'onde qui parcourt de l'air complétement saturé d'humidité. Nous allons calculer la vitesse V' que l'on obtiendrait si l'air était absolument sec à la même température t^o.

Soient

H la force élastique du gaz dans la conduite,
f celle de la vapeur d'eau à saturation pour la température t^o,
$\frac{5}{8}$ le rapport de la densité de la vapeur d'eau à celle de l'air.

Si l'air humide de nos conduites conserve encore l'élasticité parfaite, on peut lui appliquer la formule générale

$$V = \sqrt{\frac{e}{d}(1+k)},$$

dans laquelle on a toujours

$$e = H\delta;$$

mais pour le mélange d'air atmosphérique et de vapeur d'eau, tel que nous venons de le définir, on doit avoir

$$dg = \frac{b}{1+\alpha t}\left[\frac{H-f}{0,760} + \frac{\frac{5}{8}f}{0,760}\right] = \frac{b}{1+\alpha t} \cdot \frac{H - \frac{3}{8}f}{0,760};$$

par suite

$$V = \sqrt{g\,\frac{\delta}{b}(1+\alpha t)\,.\,0,760\,.\,\frac{1}{1-\frac{3}{8}\frac{f}{H}}(1+k)}.$$

Telle est l'expression théorique de la vitesse de l'onde dans l'air saturé que nous trouvons par l'expérience.

La vitesse théorique V' de l'onde dans l'air sec, à la même température t, serait

$$V' = \sqrt{g \frac{6}{b}(1+\alpha t) \cdot 0{,}760(1+k)};$$

donc

$$V' = V\sqrt{1-\frac{3}{8}\frac{f}{H}} = V\left(1-\frac{3}{8}\frac{f}{H}\right)^{\frac{1}{2}} = V\left\{1-\frac{3}{16}\frac{f}{H}-\frac{9}{64}\left(\frac{f}{H}\right)^2-\ldots\right\}.$$

Mais $\frac{f}{H}$ est toujours une fraction très-petite dans nos expériences; l'on peut se contenter des deux premiers termes du développement, et écrire

$$V' = V\left(1-\frac{3}{16}\frac{f}{H}\right).$$

Nous désignerons par V_0' la vitesse de propagation de l'onde dans l'air sec à 0°, et nous aurons

$$V_0' = \frac{V'}{\sqrt{1+\alpha t}} = \frac{V}{\sqrt{1+\alpha t}}\left(1-\frac{3}{16}\frac{f}{H}\right) = V_0\left(1-\frac{3}{16}\frac{f}{H}\right).$$

J'ai donné dans les tableaux de mes expériences les valeurs de V et de V_0. Pour obtenir V_0', c'est-à-dire la vitesse dans l'air sec à 0°, il suffit de retrancher de V_0 la valeur de

$$\frac{3}{16}\frac{f}{H}V_0.$$

Pour un autre gaz dont la densité par rapport à l'air atmosphérique est δ, on aura

$$V' = V\left\{1-\frac{f}{H}\left(\delta-\frac{5}{8}\right)\right\}^{\frac{1}{2}}.$$

EXPÉRIENCES FAITES SUR LA ROUTE MILITAIRE

EXPÉRIENCES SUR UNE LIGNE DE TUYAUX DU DIAMÈTRE DE 0m108.

Mes premières expériences ont porté sur les tuyaux du plus petit diamètre. J'ai voulu profiter de la longue canalisation en tuyaux du diamètre de 0m108, que la ville de Paris a fait établir pour éclairer au gaz la route militaire qui longe à l'intérieur les fortifications de Paris. La pose de cette longue conduite devant se faire dans un temps très-court, on l'entreprit simultanément en un grand nombre de points. J'ai suivi ce travail avec attention, afin de pouvoir choisir les conditions les plus favorables; mais je n'ai pas réussi au gré de mes désirs.

Je cherchais de préférence une longue ligne de tuyaux, aussi rectiligne que possible. Les lignes suivantes satisfaisaient le mieux à cette condition :

1° Depuis la porte d'Arcueil jusqu'à la porte de Plaisance, longueur de 3000 mètres, sensiblement rectiligne, et avec de très-faibles changements de niveau;

2° De la porte d'Auteuil jusqu'à la porte de la Muette, ligne de 2000 mètres à peu près rectiligne;

3° Enfin depuis la porte de Saint-Ouen jusqu'au passage

du chemin de fer du Nord, 2000 mètres sensiblement en ligne droite.

Malheureusement je ne pus profiter d'aucune de ces trois lignes. Tantôt mes appareils n'étaient pas prêts en temps opportun; tantôt la ligne ne pouvait m'être prêtée que pour peu de jours, parce qu'on avait ordre de la mettre immédiatement en service. Je n'ai pu m'installer définitivement que sur la portion de conduite qui s'étend de la porte d'Ivry au passage à niveau du chemin de fer de Sceaux, dont la mise en service était retardée par diverses circonstances. Sa longueur totale est de 3000 mètres, mais elle présente plusieurs courbures à grand rayon et des variations assez considérables de niveau.

La figure 6, planche I, montre la partie de cette ligne sur laquelle j'ai pu opérer; la figure 5 en représente le nivellement.

La ligne est formée de tuyaux en fonte de 0^m108 de diamètre intérieur; la longueur de chaque tuyau est de 2^m70. La figure 20, planche II, montre le mode de jonction des tuyaux. Chaque tuyau se termine, à ses deux extrémités, par un bourrelet arrondi; le bourrelet du tuyau A s'applique exactement sur le bourrelet du tuyau B. On passe sur la jonction un anneau en caoutchouc vulcanisé *abcd* qui, par son élasticité, s'applique fortement sur les deux bourrelets juxtaposés; enfin on serre par-dessus, à l'aide d'un boulon *pq*, un collier en fer aciéreux C (fig. 20 *bis*). Ce mode de fermeture est parfaitement hermétique; il résiste même à de fortes pressions intérieures ou extérieures.

L'arête supérieure des tuyaux est constamment à 1 mètre au-dessous du sol, excepté un peu plus loin que le point D,

planche I, fig. 6, où la conduite passe au-dessus de la vallée de la Bièvre : en cet endroit, les tuyaux de fonte sont remplacés par un syphon de plomb, ayant également une section intérieure de 0^m108, et qui suit la voûte d'un petit pont. La longueur de ce tuyau de plomb recourbé est de 8 mètres, sa flèche de 1 mètre environ.

J'ai choisi sur cette ligne les stations suivantes :

1° Station de départ A, près la porte d'Ivry : le sol en cet endroit est à 61^m46 au-dessus du niveau de la mer;

2° Station B, au niveau de 58^m60;

3° Station C, non loin de la porte de Bicêtre, au niveau de 53 mètres;

4° Station D, un peu en avant du chemin des Peupliers et du syphon en plomb : c'est le point le plus bas de la ligne au niveau de 44^m37;

5° La station E, à la seconde extrémité de la ligne, immédiatement avant la traversée du chemin de fer de Sceaux (1).

Les coups de pistolet tirés à l'orifice du départ A n'ont jamais été entendus à la station E, même quand on se servait d'un pistolet chargé de 2 grammes de poudre. J'ai reconnu que l'onde sonore se détruisait presque complétement en parcourant le syphon en plomb du pont des Peupliers. Le coup, que l'on entendait distinctement à quelques mètres en avant de ce syphon, ne s'entendait plus à 20 mètres au delà.

Je n'ai donc utilisé réellement, pour noter l'arrivée des ondes, que les trois stations B, C, D. Leurs distances à l'ori-

(1) Les fig. 5 et 6 ne vont pas plus loin que la station D, où les expériences se sont arrêtées.

fice de départ A ont été mesurées plusieurs fois avec les précautions que j'ai indiquées page 69.

De A en B, la ligne est absolument rectiligne : sa longueur est de $566^{m}74$;

De B en C, elle suit une courbe très-prononcée, mais à long rayon, dont la longueur rectifiée est de $332^{m}51$;

De C en D, la courbure est en sens inverse de la précédente et le niveau baisse beaucoup : la longueur de cette portion rectifiée est de $452^{m}70$.

On a donc :

Distance de A à B	$566^{m}74$
de A à C	899,25
de A à D	1351,95

La route militaire qui suit les fortifications de Paris se compose d'une chaussée macadamisée de 15 mètres de large, bordée de deux trottoirs pour les piétons. La ligne des tuyaux suit le trottoir du côté de la ville, à une distance constante de 1 mètre.

A la station du départ A, auprès de la porte d'Ivry, on a creusé une fosse M'NN'M'' (fig. 3, planche I), longue de 4 mètres, large de 1 mètre $\frac{1}{2}$, et profonde de 2 mètres. L'extrémité ouverte T de la ligne des tuyaux se trouve ainsi à une hauteur de 1 mètre au-dessus du sol de la fosse. Une baraque en bois MM'M''M''', de même longueur que la fosse, d'une largeur double et d'une hauteur d'environ 2 mètres, est installée au-dessus de la fosse; elle est construite de façon qu'on puisse facilement la transporter tout entière sur un camion, et la faire voyager d'une localité à une autre.

La baraque recouvre, à la fois, la fosse M'NN'M'', et une

surface égale M'NN'M'' du sol sur laquelle on doit placer les appareils de mesure. La porte d'entrée est sur la face MM'; sur la face opposée M''M''' se trouve une fenêtre qui éclaire ce cabinet d'expériences. Auprès de cette dernière face on a construit une banquette EE'E''E''' en briques recouvertes d'une dalle de pierre bien dressée. On installe sur cette banquette l'appareil enregistreur AA'A''A''', le moteur électro-magnétique BB'B''B''' et la capsule C, qui doit servir au fixage du noir de fumée sur les bandes. Une cloison verticale en planches E'E'' s'élève à une certaine hauteur derrière les appareils; elle sert à les prémunir de toute atteinte, et elle porte en même temps les pitons nécessaires pour diriger les fils des diverses piles.

Le pendule est placé en HH'H''H''' dans la fosse; c'est un grand pendule battant la seconde entière, et auquel on a donné une installation parfaitement fixe.

Les piles sont montées hors de la baraque, afin de préserver les appareils des vapeurs acides :

La pile P, composée de quatre éléments Bunsen, sert la ligne télégraphique;

La pile P', de deux éléments, fait marcher le diapason;

La pile P'', de trois éléments, met en mouvement le moteur électro-magnétique;

Enfin la pile P''', de trois éléments, sert à marquer les oscillations du pendule.

On suivra facilement la disposition des fils conduisant les courants des piles, sur la figure 3, planche I, et sur les figures de la planche II qui représentent les détails des appareils.

Sur la face MM''', et à une hauteur de $1^{m}80$ au-dessus du

sol, on a fixé un certain nombre de tiges rondes en bois, formant un râtelier horizontal, et sur lesquelles on suspend les bandes noircies, après leur fixage dans la dissolution alcoolique de gomme laque.

Une fosse semblable, mais de dimensions plus petites, est creusée à l'autre extrémité des tuyaux, où l'on doit ajuster la membrane qui marquera l'arrivée de l'onde. On la recouvre avec une simple tente en toile imperméable.

Un fil télégraphique suit la ligne des tuyaux; on a profité pour le tendre des poteaux que l'administration des télégraphes possède le long de la route militaire.

I. Expériences entre les stations A *et* B, $L = 566^{m}7$ (*novembre* 1862).

Avant de placer la membrane à l'orifice B, on fait quelques expériences préliminaires. On tire plusieurs coups de pistolet à l'orifice A, afin de reconnaître l'intensité du son qui arrive en B. Comme les tuyaux en fonte qui composent la ligne sont très-réguliers et nets à l'intérieur, et que le mode de jonction ne produit aucun bourrelet, ni obstacle quelconque à la propagation de l'onde, je pensais que le coup arriverait très-intense à l'orifice B; mais il n'en fut rien, le son arrivait très-affaibli. Ainsi, contrairement à ce que l'on admet généralement, *une onde sonore s'affaiblit très-vite quand elle se propage dans un tuyau de petite section, même lorsque celui-ci est sensiblement rectiligne.*

L'orifice B a été bouché ensuite avec une plaque de tôle, afin d'obtenir une réflexion aussi complète que possible de l'onde sonore. J'ai tiré plusieurs coups de pistolet à l'orifice A, et j'ai prêté l'oreille en A pour recevoir l'onde réfléchie, laquelle avait ainsi parcouru une distance $= 2 \times 566^{m}74 = 1133^{m}48$. Je n'ai jamais entendu le coup de retour; l'arrivée de l'onde à l'orifice A ne se manifestait que par la projection d'une faible bouffée de fumée provenant de l'explosion de la poudre. Ainsi, après la réflexion en B, l'onde revient en A tellement affaiblie que l'oreille ne l'entend plus.

En triplant ou quadruplant la charge de poudre, on commence à entendre le retour du coup, mais le son est tellement faible qu'il faut la plus grande attention pour le percevoir.

J'ai fermé ensuite l'orifice B par une membrane de caoutchouc très-flexible, de 10 centimètres de diamètre. L'arrivée du coup se manifestait par un gonflement subit et un ébranlement très-vif de la membrane. On laissait l'orifice A fermé par une plaque de bois qui supportait le pistolet; l'onde se réfléchissait alors en A, et l'on apercevait sur la membrane l'arrivée successive de 5, de 6 retours d'ondes. L'ébranlement paraissait chaque fois instantané, mais son intensité diminuait rapidement avec le nombre des retours.

Ces expériences démontrent que nos membranes de caoutchouc sont beaucoup plus sensibles que l'oreille pour percevoir l'arrivée d'une onde sonore, et qu'elles sont influencées par des ondes bien plus faibles que celles qui produisent sur nos organes la sensation du son.

Première série (12 novembre 1862).

On place en B la membrane de la figure 7, planche II; la pointe métallique de la membrane est maintenue à une distance de 1 millimètre de son buttoir. On tire en A le petit pistolet A, page 46, chargé de $0^{gr}3$ de poudre, disposé ainsi que je l'ai dit page 18, et tel que le montre la figure 6, planche II.

La température à l'intérieur du tuyau est 11°6; elle reste sensiblement constante pendant toute la journée.

La double oscillation du pendule équivaut à 101,67 doubles vibrations du diapason.

On ne recueille que l'onde directe arrivant en B.

$f = 10^{mm}2$. $H = 753^{mm}0$.

Numéro des bandes.	Membrane B. Chemin parcouru, $L = 560^{m}74$.
1	84,91
2	84,96
3	85,21
4	85,11
5	84,99
6	85,06
7	85,15
8	85,12
9	85,06
10	85,07
11	85,08
Moyenne.........	85,066

Je calcule la vitesse de propagation de l'onde d'après cette

moyenne, dans l'air saturé d'humidité, à la température de 11° 6, et je trouve

$$V = \frac{1}{2}\,\frac{566{,}74 \,.\, 101{,}67}{85{,}066} = 338^{m}35.$$

J'en déduis la vitesse de propagation dans de l'air à 0°, sans me préoccuper de l'humidité que l'air possède dans les tuyaux, à l'aide de la formule

$$V_0 = V\sqrt{\frac{1}{1+0{,}00367 \,.\, 11^{\circ}6}} = 331^{m}37.$$

Ainsi, d'après la moyenne de ces onze déterminations, et en négligeant quelques corrections très-petites, nous trouvons

$$V = 338^{m}35 \text{ à } 11^{\circ}6$$
$$V_0 = 331^{m}37 \text{ à } 0^{\circ}$$

La vitesse V_0' dans l'air sec à 0° se calcule à l'aide de la formule de la page 86 : on trouve ainsi

$$V_0' = 330^{m}53.$$

Deuxième série (12 novembre).

Pour m'assurer s'il n'y a pas une erreur sensible provenant de ce que la tige métallique de la membrane met nécessairement un petit intervalle de temps pour toucher le butoir et établir ainsi le contact qui marque sur la bande noircie, j'ai cherché à augmenter l'erreur en établissant, entre l'extrémité de la tige et le butoir, un écart double de celui qui existait pour les expériences de la première série :

Température dans l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}3$, $H = 754^{mm}0$.

La double oscillation du pendule correspond à 101,73 doubles vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 556m74.
1	85,73
2	85,76
3	85,51
4	85,78
5	85,55
6	85,84
7	85,43
8	85,43
9	85,54
10	85,80
11	85,40
12	85,60
13	85,70
14	85,44
15	85,42
Moyenne =	85,59

$V = 336^m81$

$V_0 = 329^m74$

$V_0' = 328^m89$

Ainsi, en doublant l'écart entre la pointe métallique de la membrane et le butoir, nous avons produit une diminution de 1^m5 dans la vitesse apparente du son; cette diminution correspond à 0,44 d'une vibration double du diapason. Il est vrai que l'écart était très-exagéré, puisqu'il était de 2 millimètres environ pour une membrane qui n'avait que 1 décimètre de diamètre; l'onde qui frappe sur la membrane parvient à peine alors à établir le contact.

Troisième série (12 novembre).

On rapproche le butoir à 1 millimètre de la tige de la membrane, comme cela existait pour les expériences de la première série; on veut s'assurer si la vitesse apparente du son redevient la même :

Température dans l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}3$, $H = 753^{mm}7$.

La double oscillation du pendule correspond à 101,73 doubles vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 566^{m}74.
1	85,12
2	85,24
3	85,23
4	85,21
5	85,19
6	85,19
7	85,03
Moyenne =	85,17

$V = 338^{m}46$

$V_0 = 331^{m}39$

$V_0' = 330^{m}54$

La vitesse est donc devenue identiquement la même que pour la première série.

La conclusion principale que nous pouvons tirer de ces expériences comparatives est :

Que l'on ne peut pas négliger le temps que la membrane, poussée par l'onde sonore, met à établir le contact de sa tige métallique avec le butoir. Il est difficile d'en apprécier la

valeur absolue d'après ces seules expériences; mais, pour diminuer l'erreur qui peut en résulter, il faut rendre la distance de la tige au buttoir la plus petite possible.

Quatrième série (12 *novembre*).

On prend les dispositions nécessaires pour que l'onde, après s'être réfléchie sur la membrane B, marque son retour au point de départ A. Pour cela, immédiatement après la détonation du pistolet, on enlève verticalement le disque avec le pistolet qu'il porte, et on le remplace vivement par un disque muni d'une membrane A, entièrement semblable à la membrane B, et montée de la même manière. Après un peu d'exercice, ces manœuvres peuvent se faire assez vivement pour que la membrane A se trouve en place et prête à fonctionner avant l'arrivée de l'onde réfléchie. Cette onde fait marquer la membrane A, se réfléchit de nouveau, et elle conserve le plus souvent assez d'intensité pour faire marquer la membrane B une seconde fois. Ainsi, à l'aide des deux membranes A et B, on obtiendra les arrivées successives de l'onde aux deux extrémités de la conduite après 0, 1, 2, 3, 4, etc., etc., réflexions; ces arrivées marqueront sur la bande noircie tant que l'onde aura conservé assez d'intensité pour pousser la membrane jusqu'au contact. On augmentera le nombre des réflexions utiles en rendant les membranes aussi sensibles que possible, c'est-à-dire en diminuant, autant qu'on le peut, la distance de la pointe métallique de la membrane à son butoir. La dis-

tance que nous avons adoptée, pour les deux membrânes, est de $\frac{1}{2}$ millimètre environ.

La température à l'intérieur du tuyau est 11°7, $f = 10^{mm}25$, $H = 754^{mm}1$.

La double oscillation du pendule équivaut à 101,76 doubles vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 566^{m}74$	Membrane A. $2L = 1133^{m}48$	Membrane B. $3L = 1700^{m}22$	Membrane A. $4L = 2266^{m}96$	Membrane B. $5L = 2833^{m}70$
1	84,90	172,19	»	»	»
2	85,04	171,57	256,83	»	»
3	84,93	171,93	256,93	»	»
4	85,00	171,30	259,83	344,69	»
5	85,05	170,69	255,97	343,89	428,92
6	85,12	170,98	256,59	»	429,85
7	85,44	171,56	259,40	344,58	»
8	85,30	»	»	»	»
9	85,19	171,50	256,59	»	»
10	84,93	171,42	256,87	»	430,78
Moyenne =	85,09	171,31	257,38	344,38	429,85
V =	$338^{m}88$	$336^{m}66$	$336^{m}10$	$334^{m}93$	$335^{m}41$
V_0 =	$331^{m}84$	$329^{m}62$	$329^{m}06$	$327^{m}89$	$328^{m}37$
V_0' =	$330^{m}99$	$328^{m}77$	$328^{m}21$	$327^{m}04$	$327^{m}52$

La vitesse de propagation que nous trouvons ici pour l'onde directe allant du départ A à la membrane B est un peu plus grande que celles que nous avons trouvées dans les précédentes séries ; cela s'explique par ce fait que la pointe de la membrane est plus rapprochée du buttoir.

Ainsi, d'après les expériences de cette quatrième série, la vitesse moyenne de propagation de l'onde dans l'air humide est

Depuis le pistolet A jusqu'à la membrane B, pour un chemin parcouru de		$566^{m}74$	est	$331^{m}84$
d° jusqu'au retour en A, après réflexion en B	d°	1133,48	est	329,62
d° jusqu'à la seconde arrivée en B, après 2 réflexions	d°	1700,22	est	329,06
d° jusqu'au second retour en A, après 3 réflexions	d°	2266,96	est	327,89
d° jusqu'à la troisième arrivée en B, après 4 réflexions	d°	2833,70	est	328,37

Nous voyons ici que la vitesse moyenne de propagation, comptée à partir de l'origine, ne reste pas constante, mais qu'elle diminue à mesure que le chemin parcouru devient plus grand, ou encore à mesure que l'onde diminue d'intensité.

Cette diminution successive dans la vitesse de propagation devient plus sensible encore quand on la calcule pour des chemins égaux, parcourus successivement. Ainsi

L'onde directe en parcourant la 1re longueur de 566m74 possède une vitesse moyenne de				331m84
L'onde réfléchie en B parcourt cette même longueur avec une vitesse moyenne de				327,40
Après une seconde réflexion en A	do	do	do	325,72
Après trois réflexions en A et B	do	do	do	321,04
Après quatre réflexions en A et B	do	do	do	323,44

Nous désignerons, à l'avenir, par W et W_0 les vitesses que l'on trouve successivement pour un même chemin parcouru; nous les inscrirons au-dessous des valeurs V et V_0 qui terminent nos tableaux, et qui représentent les vitesses moyennes depuis le départ.

La vitesse de propagation diminue donc, très-notablement, à mesure que l'onde perd de son intensité. Les valeurs précédentes offrent cependant une anomalie; elle se rapporte à l'onde qui continue à se propager après quatre réflexions, et qui aurait une vitesse plus grande que celle qui n'a subi que trois réflexions. Mais on l'explique en admettant que l'une des membranes est moins sensible que l'autre; cela peut donner une différence notable surtout pour des ondes très-affaiblies; or on doit craindre que la réflexion sur des membranes flexibles n'occasionne une perte notable de force vive.

Cinquième série (12 novembre).

J'ai voulu m'assurer, par expérience, si la vitesse de propagation de l'onde diminue encore de la même manière quand la réflexion ne se fait plus sur une membrane flexible, mais sur un fond rigide. Pour cela, j'ai fermé l'orifice B par une plaque pleine en tôle, avec interposition d'un joint rendant la fermeture hermétique. On recueille alors sur la membrane A l'onde qui a subi successivement 1, 2, 3 réflexions sur le fond rigide B.

Température dans l'intérieur du tuyau 10°55, $f = 9^{mm}5$, $H = 754^{mm}4$.
Une oscillation du pendule vaut 101,48 vibrations du diapason.
Distance de la membrane à son buttoir $e = 0^{mm}5$.

Numéro des bandes.	Membrane A. 2L = 1133m48	4L = 2266m96	6L = 3400m44
1	170,18	342,77	518,00
2	170,01	342,71	518,15
3	170,26	342,85	»
4	170,18	342,81	518,22
5	170,25	»	»
Moyennes	170,17	342,78	518,08
$V =$	337^m98	335^m57	332^m96
$V_0 =$	331^m62	329^m21	326^m60
$V_0' =$	330^m84	328^m43	325^m82
$W =$	337,68	333,20	328,09
$W_0 =$	331,62	326,84	321,73
$W_0' =$	330,84	326,06	320,95

Nous voyons encore ici la vitesse de propagation diminuer à mesure que le chemin parcouru augmente, ou à mesure que l'intensité de l'onde diminue. Mais ces vitesses, pour des chemins égaux parcourus, sont sensiblement plus grandes dans la série actuelle que dans la série précédente. Cela semble prouver que l'onde s'affaiblit moins par sa réflexion sur la

plaque rigide en tôle que par la réflexion, probablement plus incomplète, sur une membrane flexible en caoutchouc.

Je résume les résultats principaux des expériences de cette première journée :

1° La vitesse apparente de propagation d'une même onde, pour un chemin parcouru de 566^m7, varie sensiblement avec l'écart *e* de la membrane à son butoir; nous avons trouvé, en effet :

	e	V_0
Deuxième série.....	$2^{mm}0$	329^m73
Première série.....	1,0	331,37
Troisième série.....	1,0	331,39
Quatrième série.....	0,5	331,84

Il faut donc rendre cet écart le plus petit possible. La vitesse $V_0 = 331^m84$, obtenue avec le plus petit écart $e = 0^{mm}5$, est donc celle qui approche le plus de la vérité. La vitesse dans l'air sec à 0° qui y correspond est $V_0' = 330^m99$.

2° Quand les expériences sont disposées comme pour les séries 4 et 5, c'est-à-dire lorsque l'onde marque les réflexions successives qu'elle subit aux deux extrémités de la conduite, la vitesse diminue sensiblement après chaque réflexion. On doit en conclure : *que la vitesse de propagation d'une onde, dans un tuyau du diamètre* 0^m108, *n'est pas constante*, comme on l'admet généralement, mais *qu'elle diminue à mesure que le chemin parcouru augmente.*

3° Nous avons dit (page 92) que l'onde s'affaiblissait rapidement dans son parcours; on est donc conduit à admettre que, dans un tuyau du diamètre de 0^m108, *la vitesse de propagation d'une onde diminue à mesure que son intensité s'affaiblit.*

II. Expériences entre les stations A *et* C. L = 899^{m}25.

(14 novembre 1862.)

On remet en place le tuyau en fonte qui avait été enlevé à la station B pour les expériences précédentes, et on enlève un tuyau à la station C, afin d'obtenir l'orifice destiné à recevoir la membrane B. La longueur de la nouvelle ligne de tuyaux est de 899^{m}25. Après la détonation du pistolet, on place la membrane A, afin de recueillir l'onde réfléchie. On augmente un peu la charge de poudre pour donner plus d'intensité au coup.

Première série.

Température dans l'intérieur du tuyau 11°7, f = 10^{mm}25, H = 753^{mm}3.
Une oscillation du pendule vaut 101,89 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane C. L' = 899^{m}25	Membrane A. 2L' = 1798^{m}50	Membrane C. 3L' = 2697^{m}75
1	135,20	272,43	408,90
2	135,31	272,29	408,46
3	135,87	272,38	409,94
4	135,42	272,25	408,42
Moyennes =	135,42	272,34	408,93
V =	338^{m}23	336^{m}43	335^{m}90
V_0 =	331^{m}29	329^{m}49	328^{m}95
V_0' =	330^{m}45	328^{m}65	328^{m}11
W =	338,23	334,59	335,40
W_0 =	331,29	327,65	328,46
W_0' =	330,45	326,81	327,62

Deuxième série.

Température dans l'intérieur du tuyau 11°7, $f = 10^{mm}25$, $H = 753^{mm}0$.
Une oscillation du pendule vaut 101,90 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane C. L' = 899m25	Membrane A. 2L' = 1798m50	Membrane C. 3L' = 2697m75
1	»	271,62	»
2	135,06	272,26	408,52
3	135,66	271,85	408,27
Moyennes =	135,36	271,91	408,39
V =	338m45	336m97	336m57
V_0 =	331m39	329m90	329m48
V_0' =	330m55	329m06	328m64
W =	338,45	335,50	335,65
W_0 =	331,39	328,56	328,71
W_0' =	330,55	327,72	327,87

Si nous comparons les vitesses trouvées entre les stations A et C avec celles que nous avons obtenues entre les stations plus rapprochées A et B, nous voyons :

1° Que la première onde directe montre une vitesse moyenne très-peu différente de celle que nous avons trouvée pour l'onde directe allant de A à B; mais comme nous avons augmenté la charge de poudre, l'onde doit avoir en C à peu près la même intensité qu'elle avait précédemment en arrivant en B.

2° La vitesse apparente de propagation diminue encore après chaque réflexion, ou à mesure que le chemin parcouru augmente. Nous arrivons donc à la même conclusion : *la vitesse de propagation d'une onde sonore dans un tuyau du diamètre de* 0m108 *n'est pas constante ; elle diminue sensiblement avec l'intensité.*

III. *Expériences entre les stations* A *et* D. L = 1351^{m}95.
(15 novembre 1862.)

Le tuyau enlevé en C ayant été replacé, on enlève un tuyau en D pour y fixer la membrane. On ajuste, immédiatement après chaque coup, la membrane A pour marquer les retours des ondes réfléchies.

Première série.

La charge de poudre est la même que pour les expériences faites entre les stations A et C.

La température à l'intérieur du tuyau est 11°7, f = 10^{mm}25, H = 755^{mm}2.
Une oscillation du pendule vaut 101,73 vibrations du diapason.
Distance de la membrane à son buttoir e = 1^{mm}0.

Numéro des bandes.	Membrane D. L″ = 1351^{m}95
1	204,67
2	203,76
3	204,50
4	203,85
5	204,49
6	203,90
7	203,90
8	204,00
9	203,70
10	203,61
11	203,54
12	203,58
Moyenne =	203,90

V = 337^{m}27
V_0 = 330^{m}20
V_0' = 329^{m}36

La vitesse de propagation que nous trouvons ici pour l'onde directe ayant parcouru 1351^m95 est notablement moindre que celle que nous avons obtenue pour les ondes directes venant de la station A à la station B, ou à la station C, et qui avaient parcouru des chemins de 566^m74 ou de 899^m25. Cela ne doit pas surprendre si la vitesse de propagation diminue avec l'intensité, car dans ces nouvelles expériences entre les stations A et D, où la charge de poudre est la même que dans celles qui ont été faites entre les stations A et C, l'onde arrivait en D beaucoup plus affaiblie qu'elle n'arrivait en C. Dè plus l'onde ne marque pas son retour en A, ce qui prouve encore sa faiblesse.

Pour les deux séries suivantes, afin d'obtenir les marques de retour, on augmente la charge de poudre dans le pistolet, et on rapproche les butoirs des tiges métalliques des membranes.

Deuxième série.

La température dans l'intérieur du tuyau est 11°8, $f = 10^{mm}3$, $H = 755^{mm}0$.
Une oscillation du pendule vaut 101,75 vibrations du diapason.
Distance de la membrane à son butoir $e = 0^{mm}.5$.

Numéro de la bande.	Membrane D. $L'' = 1351^{m}95$	Membrane A. $2L'' = 2703^{m}90$	Membrane D. $3L'' = 4055^{m}85$	Membrane A. $4L'' = 5407^{m}80$
1	203,55	»	»	»
2	203,45	»	»	»
3	204,31	409,58	»	»
4	203,77	408,91	»	»
5	203,61	»	»	»
6	203,66	»	617,66	830,50
7	203,26	»	616,22	»
8	203,31	»	616,77	»
9	203,40	»	615,63	»
10	203,64	»	616,00	»
11	203,37	»	616,79	»
Moyenne =	203,57	409,25	616,51	830,50
$V =$	$337^{m}88$	$336^{m}13$	$334^{m}70$	$331^{m}27$
$V_0 =$	$330^{m}79$	$329^{m}04$	$327^{m}61$	$324^{m}18$
$V_0' =$	$329^{m}95$	$328^{m}20$	$326^{m}77$	$323^{m}34$
$W =$	337,88	334,42	331,87	321,43
$W_0 =$	330,79	327,33	324,78	314,34
$W_0' =$	329,95	326,49	323,94	313,50

Troisième série.

La température dans l'intérieur du tuyau est 11°,7, $f = 105^{mm}25$, $H = 75^{mm}3$.
Une oscillation du pendule vaut 101,71 vibrations du diapason.
Distance de la membrane à son butoir $e = 0^{mm}5$.

Numéro des bandes.	Membrane D. $L'' = 1351^m95$	Membrane A. $2L'' = 2703^m90$	Membrane D. $3L'' = 4055^m85$	Membrane A. $4L'' = 5407^m80$
1	203,38	»	617,04	»
2	203,12	409,67	616,04	»
3	204,15	409,56	616,46	835,76
Moyennes =	203,55	409,61	616,51	835,76
$V =$	337^m78	335^m70	334^m56	329^m06
$V_0 =$	330^m72	328^m64	327^m50	322^m00
$V_0' =$	329^m88	327^m80	326^m66	321^m16
$W =$	337,78	333,80	332,45	313,72
$W_0 =$	330,72	326,74	325,39	306,66
$W_0' =$	329,88	325,90	324,55	305,82

Dans ces dernières séries qui marquent plusieurs ondes de retour, la vitesse de propagation dans l'onde directe est notablement plus grande qu'elle n'était dans la première série; mais elle est toujours plus faible que celle que nous avons trouvée pour l'onde directe entre les stations A et B, et entre les stations A et C.

Quant aux ondes réfléchies une, deux, ou trois fois, aux extrémités de la ligne, leur vitesse de propagation diminue avec l'intensité, ainsi que nous l'avons déjà trouvé dans toutes les séries précédentes.

ONDES PRODUITES PAR L'INTRODUCTION SUBITE D'UNE PETITE QUANTITÉ D'AIR COMPRIMÉ.

IV. *Expériences entre les stations* A *et* B. L = 566^{m}7. (Décembre 1862.)

Les expériences précédentes qui ont été faites avec les ondes produites par le pistolet à poudre démontrent que la vitesse de propagation de l'onde diminue avec son intensité. J'ai cherché si je ne parviendrais pas à établir aussi ce fait en produisant une onde ayant, dès le départ, une intensité beaucoup moindre que celle qui est donnée par le pistolet à poudre.

J'ai produit l'onde foulante à l'origine de la conduite par l'injection d'une petite quantité d'air ayant un faible excès de pression par rapport à l'atmosphère. J'ai suivi exactement le procédé qui a été décrit avec détail (page 49). Le réservoir en tôle M (planche II, fig. 25) était fixé à l'extrémité A de la conduite dont je n'utilisais que la partie comprise entre les stations A et B. On donnait à l'air du réservoir M, pour chaque expérience, un excès de pression correspondant à une colonne de mercure de 0^{m}15. Le départ était marqué par une petite lamelle de laiton disposée comme le montre la figure 8, planche II, et on a pris toutes les précautions pour rendre le plus faible possible le retard qui est

occasionné par ce genre de marqueur, page 52. On n'employait qu'une seule membrane en B; celle-ci n'a jamais marqué que l'arrivée de l'onde directe, de sorte que toutes les vitesses calculées sont entachées de la petite erreur du départ.

Première série.

Température du tuyau $= 9°8$, $f = 9^{mm}04$, $H = 768^{mm}5$.
Une oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.
Distance de la membrane à son butoir $e = 1^{mm}$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{m}40$
1	87,35
2	86,25
3	87,50
4	84,95
5	87,05
6	87,00
7	87,20
8	86,45
9	87,30
Moyenne =	86,78

$V = 332^{m}87$
$V_0 = 327^{m}04$

Deuxième série.

Température du tuyau = 9°8, $f = 9^{mm}04$, $H = 768^{mm}4$.
Une oscillation du pendule vaut 101,82 vibrations du diapason.
Distance de la membrane à son butoir $e = 1^{mm}0$.

Numéro de la bande.	Membrane B. $L = 567^{m}80$
1	86,67
2	87,09
3	87,50
4	87,46
5	86,52
6	86,66
7	86,89
8	86,27
Moyenne =	86,89

$V = 332^{m}45$
$V_0 = 326^{m}62$

Les nombres donnés par chaque expérience partielle présentent de plus grandes différences que lorsqu'on produisait l'onde avec le pistolet à poudre. Cela provient de ce que la petite lamelle de laiton se déforme toujours un peu dans chaque expérience, et que par suite sa sensibilité ne reste pas constante. Quoi qu'il en soit, nous trouvons pour la vitesse de propagation de l'onde ainsi produite, dans l'air à 0° :

1re série.	$327^{m}04$
2e série.	$326^{m}62$
Moyenne =	$326^{m}83$

$V_0' = 326^{m}00$

Cette vitesse est beaucoup moindre que celle que nous avons obtenue pour l'onde produite par le pistolet à poudre, lorsqu'elle parcourt le même espace. Une partie de la différence peut bien être attribuée à l'inertie de la lamelle métallique qui marque le départ; mais, en outre, l'intensité de l'onde donnée par l'injection de l'air comprimé est beaucoup plus faible, car l'onde réfléchie en B n'a jamais eu assez de force pour faire marquer la membrane A à son retour. On arrive donc encore à la même conclusion : *la vitesse de propagation d'une onde diminue avec son intensité.*

EXPÉRIENCES ENTREPRISES POUR RECONNAITRE SI LA VITESSE DE PROPAGATION DU SON VARIE AVEC LA DENSITÉ QUE L'AIR POSSÈDE DANS LA LIGNE DES TUYAUX.

La formule théorique

$$\sqrt{\frac{g\delta}{b}(1+\alpha t)\, m . 0,760}$$

ne renferme pas la pression H que supporte le milieu; on doit en conclure que la vitesse de propagation de l'onde dans un même milieu gazeux est indépendante de sa densité, pourvu que la température reste la même.

Je me suis proposé de déterminer *directement* si la vitesse de propagation d'une onde sonore varie avec la force élastique que l'air possède dans une ligne de tuyaux. Les expériences précédentes ont été faites dans les tuyaux remplis d'air sous les pressions variables de l'atmosphère; mais ces variations sont si faibles dans une même localité, que l'on ne peut pas s'appuyer sur des expériences de ce genre pour décider que, conformément à la loi de Newton, la vitesse de propagation du son reste constante quand la pression varie, pourvu que la température reste la même. Pour vérifier l'exactitude de cette loi, il faut remplir une même ligne de tuyaux d'air sous des pressions très-différentes, puis s'assurer par l'expérience, et en employant la même méthode,

si la vitesse de propagation d'une onde, de même intensité à l'origine, reste toujours la même.

La question ainsi posée présente des difficultés réelles d'exécution ; en effet

1° Il faut opérer sur une ligne de tuyaux assez longue pour que l'on puisse mesurer la vitesse de propagation avec une exactitude suffisante.

2° Il faut remplir successivement les tuyaux d'air sous des pressions de plus en plus différentes de celles de l'air atmosphérique, et ces pressions doivent rester sensiblement constantes, malgré le grand nombre de joints, nécessairement imparfaits, qui relient les bouts de tuyaux les uns aux autres, et malgré les dispositions que l'on est obligé de prendre à la première extrémité pour donner naissance à l'onde, et à la seconde extrémité pour marquer son arrivée.

La ligne des tuyaux à gaz, de 0^m108 de diamètre intérieur, qui longe la route militaire depuis la porte d'Ivry, se prêtait mieux qu'aucune autre à des expériences de ce genre. Ses tuyaux avaient la plus faible section parmi tous ceux sur lesquels il m'a été permis d'opérer ; il était donc plus facile d'y mettre l'air sous une pression plus faible, ou plus forte, que celle de l'atmosphère extérieure. Enfin, j'avais reconnu que le mode particulier de joints au caoutchouc qui relie les tuyaux, deux à deux, rend la fermeture bien hermétique, surtout pour les pressions plus faibles que celle de l'atmosphère.

Je vais décrire la disposition que j'ai adoptée pour mesurer la vitesse de propagation entre les stations A et B.

A la station de départ A, je fixe sur l'orifice du tuyau A la pièce en bronze BCD (fig. 8, planche II), munie d'un gros

robinet R, et j'adapte à la bride D un large tube de cuivre qui communique avec une pompe aspirante à air de grand diamètre, formée par un seul corps de pompe. Cette pompe, munie seulement de clapets, constitue une machine pneumatique, très-imparfaite; mais il ne m'a pas été possible de me procurer, en peu de temps, un meilleur appareil qui pût raréfier l'air dans une capacité aussi vaste et dans des conditions aussi difficiles.

Un ajustement convenable de la membrane à la seconde station B présentait des difficultés. Les deux faces de la membrane doivent rester sous des pressions rigoureusement égales quand l'air est tranquille à l'intérieur du tuyau, car, sans cela, la membrane se gondolerait; elle établirait un contact permanent, ou un trop grand écart entre la pointe métallique et le buttoir.

Pour satisfaire à ces conditions, j'ai ajusté hermétiquement à l'extrémité B de la ligne des tuyaux la pièce en fonte CD*ba* (planche II, fig. 28). Sur cette bride, je fixe la membrane *mn*, dont la tige métallique communique avec la terre par le fil D*n*, et le buttoir *p* avec la ligne télégraphique par le fil *mf*. Je recouvre la membrane avec l'appendice en fonte CDE, fixé par des boulons sur la bride CD; enfin, je raccorde la tubulure E hermétiquement avec la suite de la ligne jusqu'à la station C, où l'orifice est fermé par une plaque pleine en fonte.

On a isolé ainsi une longueur totale de 900 mètres environ de la ligne, ayant une capacité de 8,25 mètres cubes, et dans laquelle il faut amener l'air à des pressions plus faibles, ou plus grandes, que la pression de l'atmosphère extérieure. La portion de 567 mètres, entre les stations A et B, doit seule

être utilisée pour mesurer la vitesse de propagation du son. Un tuyau en cuivre *ikl*, muni d'un robinet R, établit la communication entre les deux compartiments BCD et CDE de la ligne, qui sont maintenant séparés par la membrane.

A la station A, on fait le vide à l'aide de la pompe, le robinet R de la station B étant ouvert. Un manomètre à mercure, placé dans le cabinet d'expériences et en communication avec l'intérieur des tuyaux, indique la pression à chaque instant. Lorsqu'on a fait un vide suffisant, on ferme le gros robinet R de la station A (fig. 8), et l'on observe le manomètre pour constater si la pression intérieure reste suffisamment constante. Le mouvement de la pompe ne pouvait se faire qu'à bras d'hommes, et, bien que je fisse travailler quatre hommes à la fois pour mouvoir le piston, il me fut impossible d'amener la pression intérieure au-dessous de 0^m550. Lorsque la raréfaction de l'air était arrivée à ce degré dans les tuyaux, le manomètre pour la conduite fermée ne remontait que de 2 millimètres environ dans une heure. Ce résultat était plus satisfaisant que je ne pouvais l'espérer, car il me permettait d'admettre que la pression restait rigoureusement constante pendant la durée très-courte d'une expérience.

Le canon du pistolet était ajusté dans son bouchon de liége comme à l'ordinaire.

Un observateur reste à la station B pour manœuvrer le robinet R de l'appendice (fig. 28).

Lorsque tout est disposé pour faire l'expérience, le robinet R (fig. 8) de la station A est fermé; le robinet R de la station B est ouvert. On mesure la pression intérieure sur le manomètre.

Un signal prévient l'observateur de la station B que l'on va commencer ; il ferme le robinet R (fig. 28). A la station A on ouvre le robinet R (fig. 8), et l'on fait partir le pistolet. Immédiatement après le départ du coup, on referme le robinet R.

On ne recueille, sur la bande noircie, que la première onde directe quand elle vient frapper la membrane B. Cette même membrane marque plusieurs retours d'onde ; mais je ne les ai pas recueillies parce qu'elles se composent non-seulement des ondes réfléchies aux stations A et B, mais encore des ondes que la membrane propage dans le compartiment postérieur, et qui se réfléchissent sur le fond plein en C.

La longueur du chemin parcouru entre A et B est maintenant un peu plus grande que dans les expériences précédentes, à cause des appendices ajoutés ; elle est égale à $567^{m}40$. On charge le pistolet avec $0^{gr}5$ de poudre.

Première série.

Sous la pression de l'atmosphère (22 décembre 1862).

Le système étant disposé comme je viens de le dire, j'ai fait d'abord une série d'expériences sur l'air sous la pression ordinaire de l'atmosphère.

Température dans l'intérieur du tuyau 11°5, $f = 10^{mm}12$, $H = 755^{mm}8$.
Une oscillation du pendule vaut 101,60 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^m40$	Pression dans les tuyaux.
1	84,74	$755^{mm}8$
2	84,86	
3	84,75	
4	85,18	
5	84,71	
Moyenne =	84,85	

$V = 339^m70$
$V_0 = 332^m75$
$V_0' = 331^m91$

Deuxième série (22 décembre).

On a fait un vide partiel dans les tuyaux ; le manomètre marque une dépression qui varie depuis $59^{mm}9$ jusqu'à $58^{mm}3$, entre la première expérience et la dernière.

La température à l'intérieur du tuyau est 11°8, $f = 10^{mm}32$.
Une oscillation du pendule vaut 101,60 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^m40$	Pression dans les tuyaux.
1	84,82	$696^{mm}7$
2	84,71	
3	84,72	
4	84,70	
5	84,68	
Moyenne =	84,73	

$V = 340^m18$
$V_0 = 333^m04$
$V_0' = 332^m12$

Troisième série (22 décembre).

Température à l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$.
Une oscillation du pendule vaut 101,60 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 567m,40	Pression dans les tuyaux.
1	84,60	647mm8
2	84,85	
3	84,78	
4	84,60	
5	84,68	
Moyennes =	84,70	

$V = 340^{m}30$
$V_0 = 333^{m}16$
$V_0' = 332^{m}17$

Quatrième série (22 décembre).

Température à l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$.
Une oscillation du pendule vaut 101,60 vibrations du diapason.

Numéros des bandes.	Membrane B. L = 567m40	Pression dans les tuyaux.
1	84,92	603mm2
2	84,70	
3	84,80	
4	84,80	
5	84,79	
Moyennes	84,80	

$V = 339^{m}90$
$V_0 = 332^{m}76$
$V_0' = 331^{m}70$

Cinquième série (22 décembre).

Température de l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$.
Une oscillation du pendule vaut 101,60 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{m}40$	Pression dans les tuyaux.
1	84,77	$557^{mm}6$
2	84,86	
3	84,67	
4	84,84	
5	84,60	
Moyennes =	84,75	

$V = 340^{m}10$
$V_0 = 332^{m}96$
$V_0' = 331^{m}81$

Sixième série (23 décembre).

Sous des pressions plus grandes que la pression de l'atmosphère.

J'ai employé, pour comprimer l'air dans les tuyaux, la même pompe qui m'avait servi précédemment pour le dilater; il a suffi pour cela de renverser le jeu des soupapes. Malheureusement, il n'a pas été possible ainsi d'augmenter la pression atmosphérique de plus de 82^{mm}.

Dans les expériences de cette série, on a recueilli une seconde marque de la membrane B, laquelle a été produite par l'onde réfléchie en A.

Température dans l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$.
Une oscillation du pendule vaut 101,65 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 567m40	Membrane B. L = 3.567m40	Pression dans les tuyaux.
1	84,70	»	837mm6
2	84,65	258,89	
3	84,65	259,90	
4	84,70	259,16	
5	84,70	259,48	
6	84,76	259,47	
Moyennes =	84,70	259,32	

$V =$	340^m47	333^m62
$V_0 =$	333^m33	326^m50
$V_0' =$	332^m57	
$W =$	340,47	330,29
$W_0 =$	333,33	323,15

Nous trouvons encore ici une vitesse moyenne de propagation beaucoup moindre pour l'onde qui a parcouru trois fois la longueur du tuyau, en subissant deux réflexions, que pour l'onde *plus intense* qui va directement de A en B.

Je réunis, dans le tableau suivant, les vitesses moyennes qui ont été trouvées pour la propagation d'une onde produite dans de l'air atmosphérique sous diverses pressions, par les coups d'un pistolet chargé d'une même quantité de poudre, et pour un même parcours de 567^m40.

Numéro des séries.	Force élastique de l'air.	Vitesse moyenne à 0° V_0	Vitesse moyenne dans l'air sec à 0° V_0'
5e série	557mm6	332m96	331m81
4e série	603 2	332 76	331 70
3e série	647 8	333 16	332 17
2e série	696 7	333 04	332 12
1re série	755 8	332 75	331 91
6e série	837 6	333 33	332 57

Ces nombres diffèrent si peu les uns des autres que l'on peut en conclure que, *pour des variations de pression comprises entre* 557mm *et* 838mm, *la vitesse de propagation d'une onde dans l'air ne change pas avec la pression, si la température reste constante*. Ainsi, c'est une vérification de la loi de Newton entre ces limites. Il est probable, néanmoins, que l'on reconnaîtrait une variation sensible si l'on opérait sous des pressions beaucoup plus différentes.

La vitesse que nous trouvons ici pour le même chemin parcouru est un peu plus grande que celle que nous avons trouvée dans nos premières expériences entre les stations A et B (page 98). Cela tient à ce que dans nos nouvelles expériences l'onde avait une intensité plus grande, par suite d'une plus grande charge de poudre.

EXPÉRIENCES POUR DÉTERMINER DIRECTEMENT LA VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES, DANS DES MILIEUX GAZEUX, AUTRES QUE L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

Jusqu'ici on n'a déterminé directement la vitesse de propagation du son que dans l'air atmosphérique. Pour les autres gaz, on a eu recours à la méthode indirecte, en cherchant à déterminer la note que rend un même tuyau d'orgue quand il donne le son fondamental dans différents gaz.

Soient:

λ, la longueur, supposée constante, de l'onde fondamentale du tuyau;

N, le nombre de vibrations qui correspondent à cette onde quand l'air atmosphérique résonne dans le tuyau;

V, la vitesse de propagation du son dans l'air atmosphérique,

nous aurons

$$V = \lambda N.$$

Si λ, N', V' représentent les mêmes éléments pour un autre gaz, nous devons avoir

$$V' = \lambda N',$$

d'où

$$\frac{V'}{V} = \frac{N'}{N}.$$

Le rapport des deux vitesses est donc égal à celui des

nombres de vibrations qui appartiennent aux notes fondamentales que le tuyau émet dans les deux gaz.

Cette théorie admet comme incontestable un fait qui a été longtemps controversé : savoir que la longueur λ est absolument la même dans un tuyau à même embouchure, quelle que soit la nature du gaz qui forme le milieu élastique.

Quoi qu'il en soit, je me suis proposé de déterminer *directement* la vitesse de propagation d'une onde dans quelques gaz, notamment dans ceux dont la préparation, en grande masse, ne présente pas de trop grandes difficultés; j'ai dû me borner à l'acide carbonique, à l'hydrogène et au gaz de l'éclairage.

Je ne pouvais pas espérer trouver une longue ligne de tuyaux d'une plus petite section que celle de la route militaire; je me décidai donc à faire les expériences dans cette localité, en profitant des additions que j'avais faites à la conduite pour mes expériences sur l'air atmosphérique sous diverses pressions.

L'opération présentait des embarras et des difficultés sérieuses, car il s'agissait de préparer en plein air, au milieu d'une route très-fréquentée par les piétons et par les voitures, une quantité de gaz assez considérable pour chasser complétement l'air qui remplit une longueur de tuyaux de 900 mètres.

Or, nos tuyaux ont 0^m108 de diamètre; la longueur de la ligne entre les stations A et B, qui doit servir aux expériences, est de 567 mètres. De plus, comme on a conservé la même disposition que pour les expériences sur la vitesse du son dans l'air sous diverses pressions, on a continué la

ligne jusqu'à la station C; de sorte qu'elle avait une longueur totale de 896 mètres.

La capacité de la ligne des tuyaux de A à B est de 5^{mc},2
La capacité de la ligne des tuyaux de A à C est de 8^{mc},2

J'ai admis que l'air était complétement chassé des tuyaux, au moins dans l'espace compris entre A et B, quand j'avais envoyé par l'ouverture A un volume de gaz de 15 à 20 mètres cubes.

EXPÉRIENCES SUR LE GAZ ACIDE CARBONIQUE.

La ligne des tuyaux est disposée comme pour les expériences sur la vitesse du son dans de l'air sous différentes pressions. L'orifice A est muni de l'appendice en laiton à robinet (fig. 8, planche II); la membrane est placée en B, comme la figure 28 le montre; enfin, la seconde extrémité C des tuyaux est fermée par une plaque qui porte une tubulure permettant la sortie de l'excès du gaz.

On prépare l'acide carbonique en faisant agir l'acide chlorhydrique sur des fragments de marbre; 100 kilog. de marbre sont répartis dans trois grandes bonbonnes en grès à deux tubulures. Par l'une des tubulures on fait arriver un courant continu d'acide chlorhydrique, dont on règle la quantité avec une pince de serrage qui rétrécit plus ou moins le tube de caoutchouc amenant l'acide. La seconde tubulure porte un tube de verre muni d'un robinet et sert au dégagement du gaz acide carbonique. Le gaz fourni par chaque

bonbonne traverse l'eau d'un grand flacon laveur, et se rend dans la ligne des tuyaux par la tubulure D de l'appendice (fig. 8).

Lorsqu'une bonbonne a reçu une grande quantité d'acide chlorhydrique, il faut faire sortir le liquide provenant de la réaction sans avoir à démonter l'appareil. Pour cela, on arrête l'arrivée de l'acide et on ferme le robinet de la tubulure par laquelle le gaz se dégage. La pression s'élève alors dans la bonbonne, et elle force le liquide chargé de chlorure de calcium de s'écouler par le tube qui amène ordinairement l'acide, et dont l'extrémité inférieure descend jusqu'au fond. La bonbonne peut maintenant recevoir de nouvelles quantités d'acide chlorhydrique.

L'acide carbonique, débité simultanément par les trois bonbonnes, pénètre dans la conduite par l'orifice A et chasse devant lui l'air qu'il fait sortir par la tubulure de l'autre extrémité C. En recueillant de temps en temps, dans une cloche, une petite quantité du gaz sortant, on peut apprécier le degré de pureté du gaz de la conduite.

La dissolution des 100 kilog. de marbre introduits dans les bonbonnes, était à peu près complète après 5 heures. Cependant le gaz recueilli à la tubulure C renfermait encore une quantité sensible d'air. La journée était trop avancée pour que l'on pût songer à faire une nouvelle préparation de gaz. Je me décidai à faire une première série d'expériences sur ce gaz, bien que j'eusse des doutes sur sa pureté, même dans la première partie AB de la conduite qui intervenait seule dans les expériences.

Première série (28 décembre 1862).

L'onde est produite par le pistolet à poudre, que l'on manœuvre comme à l'ordinaire.

Une double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.
Température du tuyau = 12°0, $f = 10^{mm}46$, $H = 763,5$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{m}40$
1	109,54
2	110,12
3	108,98
4	109,77
5	109,14
6	109,06
7	107,09
Moyenne =	109,10

$$V = 264^{m}46$$
$$V_0 = 258^{m}78$$
$$V_0' = 258^{m}10$$

Pour éviter, pendant la nuit, la rentrée de l'air dans les tuyaux, on a fermé le robinet de la tubulure C, et on a fait arriver de l'acide carbonique par l'orifice A jusqu'à ce que le gaz intérieur montrât un excès de pression de 20 centimètres d'eau : on ferma alors le robinet A.

Deuxième série (29 décembre).

Le lendemain au matin, on constata encore un excès notable de pression dans les tuyaux. Les appareils à dégagement d'acide carbonique étaient prêts à fonctionner; on les fit marcher pendant quatre heures, le robinet C étant ouvert.

On ferma alors le robinet C, en laissant encore arriver de l'acide carbonique jusqu'à ce que le gaz intérieur montrât un excès notable de pression; après quoi on ferma le robinet R de la station de départ A. La ligne de tuyaux restant chargée d'acide carbonique avec un excès de pression, l'on n'avait pas à craindre l'altération du gaz pendant le temps nécessaire pour disposer les expériences sur la vitesse du son.

Je n'ai pas produit l'onde foulante par un coup de pistolet, mais par l'entrée subite d'une petite quantité d'acide carbonique plus comprimé, à l'aide de la disposition que j'ai décrite page 49. Le réservoir M était rempli, cette fois, d'acide carbonique avec un excès de pression de 0^m15 de mercure. Le départ de l'onde était marqué par le petit système à lamelle de laiton de la figure 8.

L'excès de pression mis dans le réservoir M est de 0^m15.
La température dans l'intérieur du tuyau est $13^\circ2$, $f = 11^{mm}31$, $H = 752,3$.
Une oscillation du pendule vaut 101,77 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^m00$
1	107,77
2	107,56
3	105,65
4	107,63
5	108,00
6	107,56
7	108,03
8	107,33
9	108,15
10	107,94
Moyenne =	107,56

$V = 268^m33$
$V_0 = 262^m00$
$V_0' = 260^m21$

Troisième série (31 décembre).

On produit l'onde par le coup de pistolet à poudre, en fixant la bride qui porte le pistolet sur la bride D de la figure 8.

$t = 13°3$, $f = 11^{mm}38$, $H = 762,8$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{mm}40$
1	108,27
2	108,27
3	108,00
4	107,87
5	105,65
6	107,26
7	108,02
8	107,61
9	106,72
10	107,54
11	108,43
Moyenne =	107,60

$V = 268^m50$

$V_0 = 262^m20$

$V_0' = 260^m41$

Si d et d' représentent les densités de deux gaz à la même température et sous la même pression, V et V' les vitesses de propagation d'une onde dans les deux gaz, on doit avoir, d'après la loi de Newton,

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{d}{d'}}.$$

Supposons que l'un des gaz soit l'air atmosphérique, et que

δ soit la densité de l'acide carbonique par rapport à l'air ; alors

$$\frac{d}{d'} = \frac{1}{\delta} \quad \text{et l'on a} \quad \frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}}.$$

L'expérience a donné pour l'acide carbonique $\delta = 1{,}529$; c'est la densité *réelle* de ce gaz, par suite on a

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{1{,}529}} = 0{,}8087.$$

Je prends pour V la vitesse $V_0 = 331{,}91$ qui a été obtenue dans l'air sec pour l'onde produite par le pistolet à poudre (page 118), pour V' dans l'acide carbonique sec la valeur $V_0' = 260^m41$ de la troisième série où l'onde avait été produite également par le coup de pistolet et dans les mêmes circonstances; alors

$$\frac{V_0'}{V_0} = \frac{260{,}41}{331{,}91} = 0{,}7848.$$

Cette valeur est un peu plus faible que celle qui est donnée par la théorie de Newton ; on doit en conclure que la vitesse réelle de propagation de l'onde dans l'acide carbonique est un peu moindre que celle que l'on déduit de la théorie. On ne peut pas attribuer cette différence à une impureté du gaz, car il ne pouvait s'y trouver que de l'air atmosphérique qui aurait augmenté la vitesse. Elle est due à ce que l'acide carbonique s'éloigne beaucoup plus que l'air de l'élasticité parfaite.

EXPÉRIENCES SUR LE GAZ HYDROGÈNE.

La ligne des tuyaux est disposée comme pour les expériences sur le gaz acide carbonique (page 125). On produit le gaz hydrogène en faisant réagir le zinc sur de l'acide chlorhydrique étendu de son volume d'eau. Trois grandes bonbonnes en grès servent à cette préparation. Chaque bonbonne est munie d'un grand flacon laveur contenant de l'eau. Le gaz qui provient de ces trois flacons laveurs se réunit dans un seul grand flacon où il traverse une dissolution de soude caustique. Il se rend de là dans la ligne des tuyaux en passant par le réservoir en tôle de la figure 25 qui a été préalablement fixé sur l'orifice A des tuyaux, avec interposition de l'appendice de la figure 8. Le gaz hydrogène arrive à l'extrémité A de la ligne et chasse devant lui l'air atmosphérique qui s'échappe par la tubulure ouverte terminant la ligne à la station C.

Après avoir envoyé dans la conduite environ 8 mètres cubes de gaz hydrogène, on recueille dans une cloche une petite quantité du gaz qui se dégage par la tubulure C; on reconnaît que ce gaz constitue un mélange faiblement explosif, par conséquent qu'il renferme encore de l'air. Mais comme il était nécessaire de charger de nouveau les bonbonnes avec du zinc, il fallait interrompre l'opération. On a profité de cette interruption pour faire une première série d'expériences; celle-ci ne pouvait pas m'inspirer de confiance, mais elle me permettait de juger du fonctionnement des appareils.

Première série (6 janvier 1863).

A l'origine de la ligne des tuyaux (station A) on a fixé le réservoir à robinets de la figure 25. C'est par la tubulure T que l'on fait arriver le courant de gaz hydrogène produit par l'appareil chimique que je viens de décrire. Sur la bride BC du réservoir on a fixé le petit système à lamelle de laiton de la figure 8, qui doit annoncer le moment du départ de l'onde foulante produite par le réservoir M, quand on ouvre brusquement le gros robinet R.

Entre l'appareil à dégagement de gaz hydrogène et la tubulure T on intercale une petite pompe foulante à main, à l'aide de laquelle on comprime du gaz hydrogène dans le réservoir M. Pour toutes les expériences sur l'hydrogène, on a donné au gaz contenu dans le réservoir un excès de pression de 0^m15 sur celle de l'air extérieur, cet excès de pression étant observé sur un petit manomètre à mercure fixé sur la tubulure M du réservoir.

La membrane qui mesure l'arrivée de l'onde est placée la station B, à l'intérieur de l'appendice en fonte de la figure 28; les dispositions étant exactement celles que j'ai décrites page 109 pour l'air sous diverses pressions et qui a été employée également pour l'acide carbonique. Ainsi le chemin parcouru par l'onde directe est de 567^m00; les chemins parcourus par les ondes réfléchies sont $3 \times 567 = 1701^m0$, $5 \times 567 = 2835^m0$ etc., etc.

La température dans l'intérieur des tuyaux est 10°0, $f = 9^{mm}16$, $H = 738{,}6$.
Une oscillation du pendule équivaut à 101,7 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{m}4$	$3L = 1702^{m}2$
1	24,82	76,40
2	24,76	76,80
3	24,89	77,35
4	25,05	77,26
5	25,14	77,50
6	24,90	77,53
7	24,73	78,68
8	24,50	»
9	24,83	76,36
10	24,37	»
11	24,67	76,04
Moyennes =	24,61	77,10
$V =$	$1171^{m}45$	$1121^{m}70$
$V_0 =$	$1150^{m}2$	$1100^{m}45$

La vitesse que nous trouvons ici est certainement trop faible, car le gaz à l'intérieur du tuyau renfermait encore une quantité notable d'air atmosphérique.

Deuxième série (6 janvier).

Les appareils producteurs de l'hydrogène ayant été installés à nouveau, on les fait fonctionner pendant plusieurs heures, et l'on juge, d'après la dépense d'acide chlorhydrique, que l'on a fait passer à travers les tubes de fonte environ 4 mètres cubes de gaz hydrogène. On recommence alors une nouvelle série d'expériences.

Température des tuyaux 10°0, $f = 9^{mm}16$, $H = 734,9$.
Une oscillation du pendule vaut 101,90 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = $567^{m}4$	3L = $1702^{m}2$
1	23,77	73,46
2	23,67	72,95
3	23,53	72,71
4	23,89	72,94
5	23,81	72,58
6	23,79	72,37
7	23,44	73,44
8	23,94	73,95
9	23,68	»
10	23,68	73,54
Moyennes	23,72	72,10
	$V = 1217^{m}9$	$1183^{m}8$
	$V_o = 1196^{m}65$	$1162^{m}55$

Il nous était impossible de reconnaître sur place si le gaz qui remplissait les tuyaux, entre les stations A et B, pouvait être considéré comme de l'hydrogène pur; il est probable qu'il renfermait encore une très-petite quantité d'air. Mais nous ne pouvions pas espérer obtenir mieux dans les conditions difficiles où nous étions placés.

Nous trouvons encore ici que l'onde qui a subi deux réflexions aux extrémités de la ligne, et qui par conséquent a parcouru un chemin triple, présente une vitesse de propagation moyenne, notablement plus faible que celle qui appartient à l'onde directe.

Nous admettrons comme vitesse de propagation à 0° dans le gaz hydrogène humide celle qui a été donnée par la deuxième série.

$V_0 = 1196^m65$ pour l'onde directe,
$V_0 = 1162^m55$ pour l'onde subissant deux réflexions successives.

La vitesse de propagation dans le gaz hydrogène sec se calcule à l'aide de la formule (page 69) et l'on trouve

$$V_0' = 1200^m77 \qquad 1166,67$$

Il faut comparer ces vitesses avec celles que l'on trouve pour l'air atmosphérique, quand on produit l'onde foulante exactement de la même manière et que l'on emploie identiquement les mêmes dispositions pour noter le départ de l'onde, ainsi que son arrivée sur la membrane B.

Nous trouvons page 111, pour la vitesse de propagation dans l'air sec à 0° d'une onde produite à l'aide de notre réservoir à air comprimé,

$$V_0' = 326^m00,$$

par suite

$$\frac{V_0'}{V_0} = \frac{1200,77}{326,00} = 3,682.$$

La formule de Newton donne

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{0,0692}} = 3,801.$$

La vitesse que nous avons trouvée par l'expérience est donc un peu plus faible que celle qui est donnée par la théorie; mais on explique facilement cette différence, en disant que nous ne sommes pas parvenus à débarrasser le gaz hydrogène d'une petite quantité d'air atmosphérique, qui a dû diminuer la vitesse de propagation.

D'ailleurs le nombre des doubles vibrations qui s'exécutent pendant le parcours de l'acide dans le gaz hydrogène est très-petit, et l'erreur provenant de l'inertie de la membrane, même les erreurs de lecture des bandes. suffisent pour altérer sensiblement la valeur que l'on trouve pour la vitesse de propagation.

EXPÉRIENCES SUR LE GAZ DE L'ÉCLAIRAGE.

La ligne des tuyaux de 0^m108 sur laquelle j'ai fait toutes ces expériences devait se raccorder avec le reste de la longue conduite de gaz qui longe les fortifications, et qui était déjà en service depuis plusieurs mois jusqu'à la porte d'Ivry. Il était donc facile, à l'aide d'un embranchement disposé entre la conduite en service et la tubulure T du réservoir qui restait toujours fixé à la tête A de notre ligne, de faire passer un courant de gaz d'éclairage à travers la conduite entre les stations A et C, de manière à en chasser l'air complétement. De plus, on pouvait s'assurer facilement de la pureté du gaz, car il suffisait pour cela d'ajuster un bec ordinaire d'éclairage à la tubulure de la station C, et de s'assurer si la flamme de ce bec présentait l'éclat ordinaire de la flamme du gaz; la présence de la plus petite quantité d'air aurait, en effet, affaibli notablement son pouvoir éclairant. D'ailleurs on n'était pas arrêté par des raisons d'économie, ni par les difficultés de la préparation.

On a fait passer pendant la nuit à travers les tuyaux, entre les stations A et C, 60 mètres cubes de gaz, mesurés sur un compteur; l'excédant sortait librement dans l'air par la tubulure de l'extrémité C.

Les expériences ont été faites exactement comme je l'ai dit pour l'acide carbonique et l'hydrogène, en produisant l'onde par l'entrée subite du gaz comprimé dans le réservoir M de la figure 25. Avant de faire arriver le gaz dans la conduite, nous avons examiné :

1° A la station A l'état de la lamelle de laiton qui marque le départ, et nous en avons augmenté la sensibilité;

2° A la station B l'état de la membrane, dont nous avons également augmenté la sensibilité en rapprochant le buttoir du petit disque métallique de la membrane.

Première série (9 janvier).

Température du tuyau 10°3, $f = 9^{mm}35$, $H = 752,0$.
Une oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	$L = 567^{m}4$	$3L = 1702^{m}2$
1	55,08	169,81
2	54,25	169,78
3	55,20	169,23
4	55,12	170,01
5	54,38	169,43
6	54,90	169,66
7	55,20	169,09
8	55,15	168,81
9	54,25	169,14
10	55,41	169,05
11	55,36	169,36
12	54,34	»
13	55,24	169,81
14	55,15	170,01
15	55,32	169,38
16	54,80	169,60
17	54,80	169,60
18	54,80	169,30
Moyennes =	54,93	169,47
$V =$	$1051^{m}53$	$1022^{m}5$
$V_0 =$	1032 31	1003 3

Deuxième série (9 janvier).

On interrompt les expériences pendant deux heures, et l'on fait passer dans les tuyaux environ 6 mètres cubes de gaz.

$t = 10^{o}3$, $f = 9^{mm}35$, $H = 751{,}8$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 567^{m}4$	$3L = 1702^{m}2$
1	55,29	170,07
2	54,82	»
3	54,40	»
4	55,40	169,80
5	55,50	170,00
6	55,20	169,60
7	55,40	169,50
8	55,40	169,70
9	55,40	170,10
10	54,80	»
11	55,30	»
12	55,10	»
13	55,00	»
14	55,30	»
15	54,90	»
16	55,20	»
17	54,70	»
18	55,40	170,05
19	55,20	»
20	55,20	170,10
21	55,30	170,00
22	55,50	169,40
Moyennes =	55,17	169,84
$V =$	$1046^{m}97$	$1020^{m}27$
$V_o =$	1027 75	1001 05

La vitesse trouvée dans cette seconde série est un peu plus faible que celle qui a été donnée par les expériences de la première série. Mais le gaz d'éclairage n'a pas une composition constante, même quand il est fourni par le même gazomètre; on trouverait des différences encore plus grandes si l'on mettait un plus grand intervalle de temps entre les deux séries d'expériences.

La composition du gaz de l'éclairage est trop complexe, trop difficile à déterminer, pour qu'il soit possible de calculer théoriquement la vitesse de propagation des ondes dans ce gaz.

En résumé, les expériences faites sur l'air atmosphérique, les gaz hydrogène et acide carbonique confirment la loi de Newton d'après laquelle *les vitesses de propagation d'une onde dans deux gaz doivent être entre elles en raison inverse des racines carrées de leurs densités*. Mais cette loi ne peut être absolument vraie que quand les deux gaz possèdent l'élasticité parfaite.

EXPÉRIENCES ENTREPRISES PRINCIPALEMENT POUR ÉTUDIER LES DIVERS MODES DE PRODUCTION DES ONDES, AINSI QUE LES ERREURS QUI PROVIENNENT DE L'INERTIE DES MARQUEURS.

Les expériences décrites dans les chapitres précédents montrent qu'une onde se propageant dans une ligne de tuyaux de petite section perd rapidement son intensité, et que sa vitesse de propagation diminue aussi, très-notablement, à mesure que l'onde s'éloigne de son origine. Elles font voir en outre que les vitesses de propagation ne sont pas les mêmes pour les ondes qui sont produites par des procédés différents. Mais on peut craindre que ces différences ne proviennent, au moins en partie, de l'inertie des marqueurs ou de certaines erreurs des appareils. J'ai voulu éclaircir ces doutes par des recherches spéciales.

Des expériences de ce genre ne pouvaient pas se faire sur les grandes conduites de la ville, que je n'aurais pas pu conserver assez longtemps à mon service; je me décidai donc à établir une ligne de tuyaux, parfaitement rectiligne, dans la longue cour sud du collége de France. En opérant sur une petite longueur de tuyaux, établie au-dessus du sol, je pouvais opérer sur l'air sec, mais j'augmentais nécessairement beaucoup les erreurs qui proviennent de l'inertie des marqueurs, et je rendais très-sensible leur influence sur la vitesse apparente de propagation.

Je me proposais, en outre, d'essayer sur cette courte ligne ne les divers procédés que j'ai imaginés pour produire des

ondes de diverse nature, en leur donnant des intensités initiales très-différentes.

Les tuyaux du diamètre 0^m108 employés pour cette courte conduite sont entièrement semblables à ceux qui composent la conduite à gaz de la route militaire; ils sont montés sur des chevalets en bois et maintenus à une hauteur d'environ 0^m80 au-dessus du sol; leur jonction se fait de même avec l'anneau en caoutchouc et le cerceau en fer aciéreux de la figure 20 et 20 *bis*, planche II. On a pris toutes les dispositions nécessaires pour rendre la ligne parfaitement droite et horizontale; on reconnaissait que cette condition était bien réalisée, quand l'œil placé à l'une des extrémités ouvertes voyait parfaitement nette l'image de la flamme d'une bougie placée au centre de l'autre orifice.

La longueur de la ligne est de 70^m508. Nous appelons A l'extrémité où l'on produit l'onde et auprès de laquelle sont placés tous les appareils marqueurs. La membrane est toujours disposée à l'autre extrémité B; un fil télégraphique relie les deux stations A et B et transmet les marques de la membrane à l'appareil enregistreur.

L'intérieur de la conduite a été parfaitement desséché à l'aide d'un courant d'air sec que l'on fait passer pendant douze heures au moyen d'une pompe foulante mue par une machine à vapeur. On a pris soin ensuite de ne laisser entrer dans les tuyaux que de l'air sec. Ainsi ces nouvelles expériences n'ont à subir aucune correction pour l'humidité.

I. — *Expériences avec le pistolet à poudre.*

(1er février 1863.)

On emploie le petit pistolet de salon, chargé seulement de $0^{gr}10$ de poudre. La charge doit être faible, car sans cela la membrane en caoutchouc, située à l'autre extrémité des tuyaux, serait déchirée par le choc violent que produit la première arrivée de l'onde. Comme l'onde donnée par un coup de pistolet est complexe à son départ, et qu'elle se régularise difficilement avant son arrivée à la seconde extrémité quand celle-ci est peu éloignée, je ne cherche pas à marquer le départ du coup; je ne compte qu'à partir de l'arrivée de l'onde directe sur la membrane B; ainsi je néglige le premier parcours de A à B. L'onde réfléchie en B revient sur A, où elle se réfléchit de nouveau vers B, et ainsi de suite. On obtient donc les arrivées successives sur la même membrane B d'une onde qui a subi un nombre de plus en plus grand de réflexions.

La membrane est celle qui a servi aux expériences de la porte d'Ivry et qui est représentée par la figure 7, planche II; la distance de la pointe de la membrane à son butoir est de $1^{mm}0$.

La température marquée par un thermomètre attaché sur le tuyau est 6°9.
Une oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	$2L = 141^m02$	$4L = 282^m03$	$6L = 423^m05$	$8L = 564^m06$	$10L = 705^m08$	$12L = 846^m10$	$14L = 987^m11$
1	21,4	»	»	»	»	»	»
2	21,4	43,2	65,1	86,8	108,8	131,1	153,3
3	21,5	43,3	65,1	87,0	109,3	»	»
4	21,4	43,2	65,1	86,9	109,0	132,0	»
5	21,5	43,3	65,2	87,0	109,3	131,5	»
6	21,6	43,3	65,2	87,2	109,3	131,6	»
7	21,6	43,4	65,3	87,2	109,4	131,6	154,5
8	21,6	43,3	65,5	88,3	»	»	»
9	21,5	43,3	65,2	87,1	109,2	131,5	153,65
10	21,4	43,2	65,1	87,2	109,2	132,1	»
Moyennes =	21,49	43,28	65,20	87,20	109,19	131,63	153,82
$V =$	334^m43	332^m10	330^m69	329^m68	329^m10	327^m60	327^m04
$V_0 =$	330, 28	327, 95	326, 54	325, 53	324, 95	323, 45	322, 89

Nous voyons encore ici les vitesses moyennes de propagation diminuer rapidement à mesure que le nombre des réflexions augmente. L'intensité de l'onde diminue d'ailleurs avec le nombre des réflexions ; car, auprès de la membrane B, on entend fortement l'arrivée de l'onde directe, faiblement l'onde qui y revient après avoir subi une réflexion en A, et bien rarement le second retour en B après une seconde réflexion en A. Ainsi on peut dire que les cinq dernières marques du tableau se rapportent à des ondes qui ne font plus sur l'oreille l'impression du son.

L'onde qui revient pour la seconde fois en B et qui a parcouru le chemin 3L paraît à l'oreille avoir, à peu près, la même intensité que celle qui, dans notre ligne de la porte d'Ivry, touche la membrane pour la première fois et qui a parcouru 566^m74 ; la vitesse $V_0 = 330^m28$ est cependant un peu plus

faible que celle $V_0' = 330^m99$ que nous avons trouvée (pag. 102) pour l'air sec sur notre ligne de la porte d'Ivry pour le premier chemin parcouru 566^m7 dans la série 4, où la membrane présentait le même écart par rapport à son butoir.

Les vitesses de propagation diminuent plus rapidement encore sur notre petite conduite du collége de France que sur la longue ligne de la Route militaire, surtout si on les compare pour des chemins égaux parcourus. Ce fait est difficile à expliquer; on ne peut l'attribuer qu'à l'une des causes suivantes qui peuvent, d'ailleurs, agir simultanément :

1° La charge de poudre est beaucoup plus faible dans le pistolet pour la petite conduite, ainsi l'onde est plus faible au départ; de plus on ne la suit qu'à partir de son arrivée en B. Elle a donc beaucoup moins d'intensité que celle que nous avons suivie dans la grande conduite; par suite, elle doit avoir une moindre vitesse de propagation.

2° La réflexion sur la membrane B ou sur le fond plein A peut occasionner un retard par suite de la perte d'une fraction d'ondulation (cela me paraît peu probable). La vitesse apparente sera alors d'autant plus petite que, pour le même chemin parcouru, il y aurait eu un plus grand nombre de réflexions; d'après cela elle serait plus petite sur notre petite conduite que sur la longue.

3° Il y a retard dans la marque par suite de l'inertie de la membrane, ainsi que nous l'avons vu page 73; mais comme le départ de l'onde pour la petite conduite est marqué par la première arrivée de l'onde sur la membrane, la vitesse de propagation ne pourrait être diminuée, pour

chaque marque, que de la différence, entre le retard que la membrane met pour cette marque et le retard que la même membrane met à marquer l'onde suivante qui lui arrive. Or le tableau de la page 84 montre bien que la membrane met un retard d'autant plus grand que l'onde a parcouru un chemin plus long, par suite, qu'elle est plus affaiblie; mais ces différences ne s'élèvent qu'à quelques dixièmes d'une double vibration du diapason; elles sont donc trop petites pour expliquer suffisamment celles que nous trouvons entre les vitesses de propagation dans les deux conduites.

Je dois dire cependant que les expériences de la page 84, desquelles j'ai déduit les retards de la petite membrane de $0^{m}10$, ont été faites sur une conduite dont la section avait un diamètre beaucoup plus grand ($1^{m}10$), et peut-être ne peuvent-elles pas s'appliquer à notre conduite étroite de $0^{m}108$.

II. — *Onde foulante produite en fermant très-vite l'orifice* A *du tuyau avec un tampon.*

Je cherche ici à produire une onde plane dès son départ, mais n'ayant qu'une faible intensité initiale; j'y parviens en bouchant vivement l'origine de la ligne avec un tampon.

L'orifice A est ouvert; on a placé en B la membrane en caoutchouc avec un écartement de $0^{mm}5$ du butoir. Le tampon est un coussin fortement bourré d'étoupe; on le maintient à une distance de 5 centimètres de l'orifice A. Pour

produire l'onde foulante, on pousse vivement le tampon sur l'orifice, et on l'y maintient pendant quelque temps pour laisser l'onde se propager dans le tuyau jusqu'à extinction.

On ne peut pas avoir le départ de l'onde à l'origine du tuyau, mais on obtient sur la bande de papier noirci les marques des arrivées successives de l'onde sur la membrane, après ses diverses réflexions sur la membrane et sur le tampon qui bouche l'orifice A. Le chemin parcouru par l'onde entre deux retours successifs à la membrane A est de 141^m02.

Première série.

Température du tuyau 9°4.
Une oscillation du pendule vaut 101,90 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane B. 2L = 141^m02	4L = 282^m03
1	22,0	»
2	21,6	»
3	21,8	43,9
4	21,7	43,8
5	21,9	43,9
6	21,9	43,8
Moyennes =	21,83	43,85
V =	329^m12	327^m70
V_0 =	323,59	322,17

Deuxième série.

On pousse le tampon plus vivement que dans les expériences de la série précédente :

Numéro des bandes.	Membrane B. 2L = $141^{m}02$	4L = $282^{m}03$	6L = $423^{m}05$
1	21,7	43,1	65,6
2	21,7	43,6	65,6
3	21,7	43,6	»
4	21,6	43,6	»
5	21,9	43,9	»
6	21,7	43,5	65,6
Moyennes	21,71	43,55	65,6
V =	$330^{m}94$	$329^{m}96$	$328^{m}57$
V_0 =	325,41	324,43	323,04

En brusquant les coups de tampon on a obtenu une onde plus intense, puisqu'elle a marqué souvent un troisième retour sur la membrane B ; les vitesses de propagation sont aussi plus grandes que celles qui leur correspondent dans la première série, mais elles sont toujours moindres, pour le même chemin parcouru, que celles des ondes qui sont produites par le coup de pistolet. Ces nouvelles expériences confirment donc encore ce fait que la vitesse de propagation d'une onde diminue avec son intensité.

III. — *Ondes produites à l'aide du piston frappeur* (février 1863).

J'ai décrit en détail, page 55, la manière de produire une onde foulante à l'aide de cet appareil, dont la figure 24, planche II, représente une coupe. Mais comme le cylindre A *ab* D, et par suite le disque frappeur *ab*, doivent avoir le

même diamètre que les tuyaux qui composent la ligne, j'emploie pour les expériences présentes un appareil de dimensions beaucoup plus petites que celles de l'appareil représenté figure 24. Ce cylindre A *ab* D n'a pas la tubulure latérale NN'.

Je n'ai pas cherché à obtenir le départ de l'onde, je ne commence à suivre sa marche qu'à partir de la première arrivée sur la membrane B; ainsi entre deux marques consécutives de la membrane B, il y a un chemin parcouru de 141^m02.

Première série.

On donne à la membrane une grande sensibilité, en mettant sa pointe métallique *m* à $\frac{1}{5}$ de millimètre de son buttoir, et on change seulement les excursions du piston frappeur afin de reconnaître si les amplitudes de ces excursions exercent une influence sensible sur la vitesse apparente de propagation.

La température du tuyau reste à peu près constante pendant toutes ces expériences.

La double oscillation du pendule vaut 101,63 vibrations doubles du diapason.

I. — Excursion du piston $5^{mm}0$, $T = 6°1$.

Numéro des bandes.	$2L = 141^m02$	$4L = 282^m03$	$6L = 423^m05$	$8L = 564^m06$
1	21,9	44,0	66,0	88,3
2	22,1	44,0	66,1	»
3	22,0	44,0	66,2	»
Moyennes	22,0	44,0	66,1	88,3
$V =$	326^m68	326^m68	326^m19	325^m56
$V_0 =$	323,18	323,18	322,69	322,06

II. — Excursion du piston 10^{mm}, $T = 6^o0$.

Numéro des bandes.	$2L = 141^m02$	$4L = 282^m03$	$6L = 423^m05$	$8L = 564^m06$	$10L = 705^m08$
1	22,0	44,0	66,2	88,4	110,9
2	22,0	44,0	66,2	88,3	110,6
3	22,0	44,3	66,4	88,9	»
Moyennes =	22,0	44,1	66,26	88,53	110,5
$V =$	326^m68	326^m02	325^m38	324^m72	325^m15
$V_0 =$	323,18	322,52	321,88	321,22	321,65

III. — Course du piston $= 20^{mm}$, $T = 6^o1$.

Numéro des bandes.	$2L = 141^m02$	$4L = 282^m03$	$6L = 423^m05$	$8L = 564^m06$	$10L = 705^m08$	$12L = 846^m10$
1	22,0	44,2	66,3	88,5	110,7	133,1
2	22,0	44,3	66,6	89,0	111,6	134,2
3	22,1	44,1	66,2	88,7	111,0	133,4
Moyennes =	22,03	44,2	66,37	88,73	111,1	133,57
$V =$	326^m19	325^m20	324^m84	323^m96	323^m45	322^m83
$V_0 =$	322,69	321,70	321,34	320,46	319,95	319,33

IV. — Course du piston 25^{mm}, $T = 6^o1$.

Numéro des bandes.	$2L = 141^m02$	$4L = 282^m03$	$6L = 423^m05$	$8L = 564^m06$	$10L = 705^m08$	$12L = 846^m10$
1	22,1	44,2	66,3	88,5	111,0	133,65
2	22,0	44,1	66,5	»	»	»
3	22,0	44,2	66,4	88,5	110,6	132,7
Moyennes =	22,03	44,17	66,40	88,50	110,8	133,17
$V =$	326^m23	325^m42	324^m69	324^m84	324^m30	323^m82
$V_0 =$	322,73	321,92	321,19	321,34	320,80	320,32

Je réunis les moyennes en un seul tableau :

	2L	4L	6L	8L	10L	12L
I Course du piston = 5mm	323,18	323,18	322,69	322,06	»	»
II Course du piston = 10	323,18	322,52	321,88	321,22	321,65	»
III Course du piston = 20	322,69	321,70	321,34	320,46	319,95	319,33
IV Course du piston = 25	322,73	321,92	321,19	321,34	320,80	320,32

Si l'on compare entre eux les nombres d'une même colonne, on est frappé du peu de différence qu'ils présentent ; on peut en conclure que, lorsque la membrane est très-sensible et qu'on la maintient parfaitement identique, l'amplitude plus ou moins grande donnée à la course du piston ne change pas sensiblement la vitesse apparente de propagation.

On reconnaît aussi que la vitesse de propagation de l'onde produite par le piston frappeur est notablement moindre que celle que nous avons trouvée pour l'onde produite par le pistolet à poudre. Nous l'expliquons en disant que l'onde a beaucoup moins d'intensité au départ.

Deuxième série.

Entreprise dans le même but que la précédente. La pointe métallique de la membrane reste toujours à $\frac{1}{3}$ de millimètre de son butoir, et l'on ne fait varier que l'amplitude de la course du piston.

I. — Course du piston = 5 millimètres. T = 6°1.

1	21,9	44,0	66,0	88,3
2	22,1	44,0	66,1	»
3	22,0	44,0	66,2	»
Moyennes =	22,0	44,0	66,1	88,3
V =	325^{m}67	325^{m}67	325^{m}26	324^{m}63
V_0 =	322,08	322,08	321,67	321,04

II. — Course du piston 10^{mm}; distance de la membrane au butoir = 0^{mm}3.

P = 101,65.

T = 6°0.

1	22,0	44,0	66,2	88,4	110,9
2	22,0	44,0	66,2	»	»
3	22,0	44,3	66,4	88,9	»
Moyennes =	22,0	44,1	66,27	88,65	110,9
V =	325^{m}67	32^{m}498	324^{m}42	323^{m}35	323^{m}08
V_0 =	322,14	321,46	320,89	319,82	319,55

III. — Course du piston = 15^{mm}; distance = 0^{mm}3; P = 101,80; T = 5°0.

1	22,0	44,0	66,0	88,3	110,6	132,9
2	22,0	44,0	66,1	88,2	110,5	132,6
3	21,9	43,9	65,9	88,2	110,6	133,0
4	21,9	44,0	66,2	88,35	110,8	»
5	22,1	44,1	66,4	88,5	110,8	»
6	22,0	44,0	66,3	85,5	110,8	»
Moyennes =	22,0	44,0	66,15	88,34	110,68	132,8
V =	326^{m}27	326^{m}27	325^{m}56	325^{m}02	324^{m}26	324^{m}30
V_0 =	323,32	323,32	322,61	322,07	321,31	321,35

IV. — Course du piston = 20^{mm}; $D = 0^{mm}3$; $P = 101,80$; $T = 5°0$.

1	21,9	43,9	66,1	88,0	110,3	132,5	»
2	22,1	44,5	66,9	89,2	111,9	»	»
3	22,1	44,2	66,5	88,8	111,0	133,5	156,4
Moyennes	22,03	44,2	66,5	88,7	111,07	133,0	156,4
$V =$	325^m82	324^m79	323^m85	323^m70	323^m12	323^m80	321^m25
$V_0 =$	322,87	321,84	320,90	320,75	320,17	320,85	318,30

V. — Course du piston = 25^{mm}; $D = 0^{mm}3$; $P = 101,80$; $T = 5°0$.

1	22,1	44,2	66,3	88,5	111,0	134,65
2	22,0	»	»	»	»	»
3	22,0	44,2	66,4	88,5	110,6	132,7
Moyennes =	22,03	44,2	66,35	88,5	110,8	133,67
$V =$	325,82	324,79	324,58	324,44	323,91	322,18
$V_0 =$	322,87	321,84	321,63	321,49	320,96	319,23

Les expériences de cette deuxième série concordent parfaitement avec celles de la précédente, et les moyennes de V_0, réunies dans un seul tableau, donnent :

	Course du piston.						
I.	5^{mm}	322,08	322,08	321,67	321,04	»	»
II.	10	322,14	321,46	320,89	319,82	319,55	»
III.	15	323,32	323,32	322,61	322,07	321,31	321,35
IV.	20	322,87	321,84	320,90	320,75	320,17	320,85
V.	25	322,87	321,84	321,63	321,49	320,96	319,23

Les nombres de chaque colonne diffèrent peu entre eux et ils sont sensiblement les mêmes que ceux de la série précédente, de sorte que l'on est conduit à la même conclusion.

Troisième série.

Les expériences qui composent cette troisième série ont été faites un mois après celles qui précèdent. Les conditions de l'appareil étaient un peu différentes ; la membrane avait été changée, on l'avait remplacée par une feuille plus mince de caoutchouc, à laquelle on a donné une plus forte tension ; on a augmenté aussi la force du ressort qui pousse le piston, afin de diminuer encore le temps de la production de l'onde.

On donne au piston une excursion constante de 10 millimètres; mais on fait varier la distance de la pointe métallique de la membrane à son butoir, depuis 1 millimètre jusqu'à $0^{mm}3$.

I. — Distance de la membrane à son butoir $= 1^{mm}$; $T = 8°6$; $P = 101,90$.

Numéro des bandes.	2L	4L	6L	8L
1	21,8	43,5	65,5	87,8
2	21,8	43,4	65,4	87,4
3	21,7	43,6	65,5	87,3
4	21,8	43,5	65,3	87,3
Moyennes =	21,77	43,50	65,42	87,45
$V =$	330^m04	330^m33	329^m47	328^m63
$V_0 =$	325,02	325,30	324,45	323,60

II. — Distance de la membrane à son buttoir $0^{mm}5$; $T = 8°3$; $P = 101,80$.

Numéro des bandes.	2L	4L	6L	8L	10L	12L	14L	16L
1	21,6	43,3	65,2	87,0	109,0	131,9	153,0	174,9
2	21,5	43,4	65,3	87,1	109,0	131,1	153,5	»
3	21,6	43,2	65,2	87,0	109,0	130,7	153,0	»
Moyennes =	21,57	43,3	65,23	87,03	109,0	131,23	153,17	174,9
$V =$	332^m77	331^m53	330^m11	330^m22	329^m57	328^m17	328^m02	328^m36
$V_0 =$	327,77	326,53	325,11	325,22	324,57	323,17	323,02	323,36

III. — Distance de la membrane à son butoir = $0^{mm}25$; T = $8^{\circ}3$; P = 101,80.

1	21,7	43,3	65,2	87,1	108,9	130,9	152,9	174,9	197,9	»	»	»
2	21,5	43,3	65,0	86,9	108,6	130,4	152,4	174,3	196,2	218,1	240,1	262,2
3	21,75	43,4	65,3	87,0	109,0	131,0	153,0	175,0	197,0	219,6	243,0	»
Moyennes =	21,65	43,33	65,17	87,0	108,83	130,77	152,77	174,73	197,03	218,85	241,55	262,2
V =	331^m54	331^m53	330^m41	330^m33	329^m91	329^m33	328^m88	328^m68	328^m88	327^m98	326^m87	328^m50
V_0 =	326,54	326,53	325,41	325,33	324,91	324.33	323,88	323,68	323.88	322,98	321,87	323,50

En comparant entre elles les valeurs qui se rapportent à des chemins parcourus égaux, on voit qu'il y a peu de différence entre les vitesses trouvées pour les écarts $0^{mm}25$ et $0^{mm}50$; mais on trouve des vitesses sensiblement moindres quand on porte l'écart à 1 millimètre.

Si l'on compare les valeurs de V_0 pour les mêmes chemins parcourus dans les séries 2 et 3, on voit que celles de la série 3 sont toujours plus fortes. La différence est due à une plus grande sensibilité de la membrane, laquelle exerce une grande influence pour de si petits parcours. Nous devons remarquer aussi que la plus grande sensibilité de la membrane, et une tension plus forte donnée au ressort du piston, ont augmenté notablement la valeur trouvée pour la vitesse de propagation. On voit par là combien il est nécessaire de rendre les membranes aussi sensibles que possible. Pour notre courte ligne de 70^m, le changement de la membrane a occasionné une différence de 0,30 d'une double vibration du diapason, qui produit un changement de 4^m7 dans la vitesse; mais le changement ne serait que de 0^m47 si la ligne avait une longueur de 700 mètres.

IV. *Expériences faites avec le piston frappeur pour reconnaître si la vitesse apparente de propagation diminue réellement avec la longueur de la conduite.*

Les expériences que nous avons faites avec le pistolet à poudre sur notre courte conduite du collége de France, nous ont donné des valeurs sensiblement moindres que celles qui ont été faites, dans des conditions identiques en apparence, sur la conduite beaucoup plus longue de la Route militaire. J'ai indiqué les causes qui me paraissent contribuer à produire cette différence, mais il m'a paru nécessaire de faire de nouvelles recherches sur ce sujet, en me plaçant dans des conditions où je pouvais diminuer à volonté la longueur de la conduite. Les ondes produites par le piston frappeur offrent une grande régularité dans leur marche quand elles sont recueillies sur des membranes qui conservent le même écart de leur buttoir; elles n'ont pas assez d'intensité pour déchirer les membranes, même quand celles-ci seraient très-rapprochées du départ; elles conviennent donc parfaitement à ce genre de recherches.

Nous prendrons, comme terme de comparaison, les expériences des séries 1 et 2, pages 149, obtenues sur la conduite totale $= 70^{m}51$, et qui ont précédé immédiatement celles qui vont suivre; on a conservé d'ailleurs la même membrane, avec le même écart de son buttoir.

Première série.

Dans une première série d'expériences, j'ai enlevé le

tuyau du milieu et j'ai disposé la membrane B à l'orifice ouvert du dernier tuyau de la première moitié de la ligne.

Ligne de 13 tuyaux = $35^m296 = l$.

I. — Course du piston = 5^{mm}; T = 9°8; P = 101,70.

Numéro des bandes.	2l	4l	6l	8l
1	11,0	22,1	33,1	44,3
2	11,1	22,2	33,4	44,7
3	11,4	22,6	33,9	45,3
4	11,3	22,4	33,7	45,1
Moyennes =	11,20	22,32	33,52	44,85
V =	320^m50	321^m64	321^m27	320^m12
V_0 =	314,89	316,03	315,66	314,51

II. — Course du piston 10^{mm}; T = 9°8, P = 101,70.

Numéro des bandes.	2l	4l	6l	8l	10l	12l
1	11,1	22,3	33,5	44,75	56,0	67,5
2	11,0	22,2	33,3	44,5	55,7	67,1
3	10,9	22,0	33,1	44,4	55,5	66,8
4	11,1	22,1	33,3	44,6	55,9	67,3
5	11,1	22,4	33,5	44,9	56,1	67,8
Moyennes =	11,04	22,20	33,34	44,63	55,84	67,30
V =	325^m14	323^m40	323^m01	321^m72	321^m40	320^m04
V_0 =	319,49	317,75	317,36	316,07	315,75	314,39

III. — Course du piston = 20^{mm}; T = 9°8; P = 101,70.

	2l	4l	6l	8l	10l	12l	14l	16l
1	11,1	22,1	33,2	44,3	55,3	66,6	77,7	89,1
2	11,5	22,6	33,7	45,0	56,0	67,2	78,5	»
3	10,9	21,9	32,9	44,1	56,3	67,7	79,0	»
Moyennes =	11,17	22,2	33,27	44,66	55,87	67,17	78,40	89,1
V =	321^m36	323^m40	323^m70	321^m48	321^m25	320^m64	320^m46	320^m64
V_0 =	315,72	317,76	318,06	315,84	315,61	315,00	314,82	315,00

IV. — Course du piston = 25^{mm}; T = $9^\circ 7$; P = 101,70.

	2l	4l	6l	8l	10l	12l	14l	16l
1	11,0	22,0	33,0	44,0	55,2	66,5	77,7	89,2
2	11,0	22,0	33,1	44,1	55,2	66,4	77,4	88,6
Moyennes =	11,0	22,0	33,5	44,05	55,2	66,45	77,55	88,90
V =	326^m33	326^m32	325^m83	325^m96	325^m15	324^m12	324^m03	323^m04
V_0 =	320,68	320,67	320,18	320,31	319,50	318,47	318,38	317,39

Les moyennes de V_0 réunies dans un seul tableau donnent :

Course du piston.	2l	4l	6l	8l	10l	12l	14l	16l
5^{mm}	314,89	316,03	315,66	314,51	»	»	»	»
10	319,49	317,75	317,36	316,07	315,75	314,39	»	»
20	315,72	317,76	318,06	315,84	315,61	315,00	314,82	315,00
25	320,68	320,67	320,18	320,31	319,50	318,47	318,38	317,39

Les nombres inscrits dans une même colonne verticale varient plus que dans les séries précédentes 1 et 2 (page 149), mais les différences ne présentent aucun ordre régulier et ne proviennent que des erreurs de lecture, dont les effets deviennent de plus en plus sensibles à mesure que le chemin parcouru diminue. De plus ces nombres sont plus petits que leurs correspondants des séries 1, 2, page 149, qui ont été obtenus sur la ligne de 70^m5 avec la même membrane et pour le même parcours 10 millimètres du piston. On doit encore en conclure qu'avec *nos appareils*, *la vitesse apparente de propagation d'une même onde diminue avec la longueur de la ligne des tuyaux.*

Deuxième série.

On ôte encore la moitié des tuyaux, de sorte que la ligne n'a plus que $16^m415 = l'$.

I. — Course du piston = 10^{mm}; T = 9°0; P = 101,70.

	2″	4″	6″	8″
1	5,1	10,4	16,0	»
2	5,3	10,8	16,3	21,8
3	5,5	10,55	16,1	21,9
4	5,3	10,6	16,1	21,7
5	5,3	10,6	16,1	»
6	5,5	10,9	16,4	»
7	5,2	10,8	16,5	»
8	5,2	10,8	16,4	»
Moyennes =	5,30	10,70	16,23	21,80
V =	$314^{m}98$	$312^{m}04$	$308^{m}58$	$306^{m}32$
V_0 =	310,09	307,15	303,69	301,43

II. — Course du piston = 20^{mm}; T = 9°0; P = 101,70.

	2″	4″	6″	8″	10″
1	5,0	10,8	16,7	22,7	»
2	5,4	11,0	16,5	22,1	»
3	5,2	10,8	16,3	22,1	»
4	5,2	11,0	16,2	22,3	28,1
5	5,3	11,0	16,2	22,1	»
6	5,3	10,7	16,2	21,9	27,3
7	5,3	10,9	16,1	21,9	27,6
8	5,3	10,8	16,7	22,2	»
9	5,3	10,9	16,3	21,9	27,7
10	5,1	11,0	16,5	22,2	»
11	5,4	10,9	16,3	22,3	»
12	5,1	10,6	16,1	22,1	»
Moyennes =	5,24	10,86	16,34	22,15	27,68
V =	$318^{m}59$	$307^{m}44$	$306^{m}51$	$301^{m}47$	$301^{m}55$
V_0 =	313,70	302,55	301,62	296,58	296,66

III. — Course du piston = 25^{mm}; T = 9°0; P 101,70.

	2r	4r	6r	8r	10r
1	5,4	10,7	16,2	22,3	28,0
2	5,2	10,9	16,3	22,2	27,7
3	5,2	10,7	16,2	21,8	27,7
4	5,1	10,9	16,3	22,0	27,9
5	5,2	10,8	16,2	21,6	27,4
6	5,4	10,85	16,4	22,0	27,8
7	5,1	10,7	16,4	21,9	27,8
8	5,1	10,8	16,5	21,7	27,6
Moyennes =	5,21	10,79	16,31	21,94	27,72
V =	320^m42	309^m44	307^m08	304^m36	301^m10
V_0 =	315,53	304,55	302,19	299,47	296,21

On a pour les vitesses moyennes V:

		2r	4r	6r	8r	10r
Course du piston =	10^{mm}	310,09	307,15	303,69	301,43	»
d°	20	313,70	302,55	301,62	296,58	296,66
d°	25	315,53	304,55	302,29	299,47	296,21

Les vitesses de propagation que nous trouvons pour une onde de même intensité, agissant sur une membrane de même sensibilité, sont plus petites sur la ligne de tuyaux de 16^m45 que sur la ligne de 35^m30. La diminution est même plus grande qu'on n'aurait pu le supposer. En tous cas, nous arrivons à la même conclusion : la vitesse apparente de propagation est d'autant plus petite que l'on opère sur une ligne plus courte.

Troisième série.

La ligne est réduite à trois tuyaux et n'a plus que $8^m283 = l''$.

I. — Course du piston $= 5^{mm}$; $T = 7°5$; $P = 101,69$.

	$2l''$	$4l''$	$6l''$	$8l''$	$10l''$	$12l''$	$14l''$	$16l''$
1	2,7	5,4	8,3	11,0	13,8	16,7	19,7	»
2	2,6	5,1	8,1	11,0	13,7	16,5	19,5	22,5
3	»	5,3	7,9	»	»	16,7	19,8	22,5
4	2,6	5,1	8,2	11,0	13,7	16,7	19,7	»
5	»	5,3	7,9	10,5	»	16,5	19,8	»
Moyennes =	2,63	5,24	8,08	10,87	13,73	16,62	19,70	22,5
$V =$	320^m30	321^m52	312^m75	309^m96	306^m75	304^m08	299^m32	299^m52
$V_0 =$	315,98	317,20	308,43	305,64	302,43	299,76	295,00	295,20

II. — Course du piston $= 10^{mm}$; $T = 7°6$; $P = 101,69$.

	$2l''$	$4l''$	$6l''$	$8l''$	$10l''$	$12l''$	$14l''$
1	2,6	6,0	8,7	»	»	»	»
2	2,8	5,9	8,9	»	»	»	»
3	2,7	5,8	8,9	»	»	»	»
4	2,8	5,8	»	»	»	»	»
5	2,6	6,0	8,9	»	»	»	»
6	2,4	5,3	»	»	»	»	»
7	2,4	5,5	8,5	11,2	14,0	16,8	19,0
8	2,6	5,4	8,3	11,0	14,0	16,8	19,8
9	2,5	5,3	8,1	11,0	13,9	16,9	19,5
Moyennes =	2,60	5,66	8,48	11,07	13,96	16,83	19,43
$V =$	324^m0	299^m20	298^m02	304^m36	301^m70	300^m30	303^m52
$V_0 =$	319,68	294,88	293,70	300,04	297,38	295,98	299,20

Les marques sont très-rapprochées, de plus trop irrégulières, pour que l'on puisse en déduire quelque chose de précis.

Lorsqu'on donne au piston une excursion de 20^{mm}, il n'est plus possible de distinguer les premières marques qui se confondent par suite des contacts trop prolongés, et ce n'est

qu'après 8 ou 10 réflexions de l'onde qu'elles n'enchevètrent plus les unes dans les autres.

Il est difficile de comparer les valeurs de V_0 obtenues sur cette ligne très-courte qui n'a que 8^m3 de longueur, avec celles que l'on a trouvées sur les lignes plus longues, parce que le relevé des marques sur les bandes ne peut plus se faire avec certitude. Ce n'est qu'avec de très-faibles excursions du piston que les marques consécutives restent séparées, et elles sont déjà douteuses quand le piston fait une excursion de 10^{mm}.

En tous cas, les expériences de cette série ne contredisent pas la conclusion à laquelle nous avons été conduits par nos expériences sur les conduites plus longues, où les distances des marques consécutives pouvaient être appréciées plus exactement.

Quatrième série.

La ligne est réduite à deux tuyaux; sa longueur est de $5^m570 = l''$.

Course du piston $= 2^{mm}5$; $T = 7°2$; $P = 101,69$.

	$2l'''$	$4l'''$	$6l'''$	$8l'''$	$10l'''$	$12l'''$
1	1,9	3,8	5,8	»	»	»
2	1,7	3,4	5,5	7,8	»	»
3	2,0	4,0	5,9	»	»	»
4	1,6	3,5	5,8	7,9	»	»
5	1,5	3,8	5,7	»	»	»
6	1,8	3,9	5,8	»	»	»
7	1,8	4,1	5,9	7,9	9,8	11,6
8	2,3	3,9	6,3	»	»	»
9	1,8	3,9	5,6	7,8	»	»
10	1,7	3,9	5,8	7,7	9,9	»
11	1,8	3,9	6,0	7,9	»	»
12	2,2	4,4	6,4	»	»	»
13	2,1	»	»	7,8	10,1	»
14	2,1	4,3	6,2	»	»	»
Moyennes =	1,88	3,91	5,90	7,83	9,93	11,6
V =	301^m31	289^m76	288^m03	289^m36	285^m20	292^m98
V_0 =	297,01	285,46	283,73	285,06	280,90	288,68

On ne peut pas donner à la course du piston une plus grande amplitude parce que les marques successives s'enchevètrent les unes dans les autres.

Cinquième série.

J'ai réduit la ligne à un seul tuyau, ce qui lui laissait une longueur de $2^{m}87$; mais je n'ai rien obtenu de précis, la membrane n'avait pas le temps de reprendre sa place naturelle, et toutes les marques étaient incertaines.

Je conclus de l'ensemble de ces expériences que ma manière d'opérer ne permet pas de déterminer exactement la vitesse de propagation d'une onde dans un tuyau, de petite section, et qui a moins de 100 mètres de longueur; pour de si petits parcours, les erreurs provenant de l'inertie inévitable des marqueurs ne peuvent plus être négligées.

V.—*Ondes produites par l'injection subite d'une petite quantité d'air comprimé dans la ligne entière des tuyaux.*

On a ajouté, sur l'orifice A de la ligne des tuyaux, l'appendice avec réservoir d'air représenté par la figure 25, planche II; on fait les manœuvres comme il a été dit page 49. On ne cherche pas à noter le moment du départ

de l'onde; on suit seulement son mouvement après sa première arrivée à la membrane B.

Je rappellerai que l'intensité de l'onde, au départ, sera d'autant plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, que l'on aura donné à l'air du réservoir un plus grand excès de pression, et l'onde sera d'autant plus longue que le robinet R restera plus longtemps ouvert.

Pour abréger, je ne donnerai plus les marques recueillies sur chaque bande; je me contenterai d'inscrire les moyennes déduites des expériences partielles. Je désigne par F l'excès de pression initiale de l'air dans le réservoir M, cet excès étant exprimé par la hauteur en millimètres de la colonne de mercure qui lui fait équilibre.

Première série (15 février 1863).

La pointe de la tige métallique de la membrane reste constamment à la distance de 1 millimètre de son butoir. On cherche à reconnaître si la vitesse apparente de propagation de l'onde varie avec l'excès F de pression initiale de l'air dans le réservoir. On tourne le robinet R aussi vite que possible.

Le tableau suivant renferme les moyennes des résultats obtenus, chaque moyenne provenant de six à douze déterminations partielles.

Les nombres inscrits dans les colonnes représentent les vitesses de propagation telles qu'elles seraient si la température de l'air dans les tuyaux était à 0°.

La double oscillation du pendule équivaut à 101,92 vibrations doubles du diapason ; $T = 8^\circ0$.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.
23mm	314m05	312m30	»	»	»	»	»	»	»
40	314,97	314,75	315,47	310,09	»	»	»	»	»
50	314,0	314,55	314,52	313,19	311,36	»	»	»	»
100	315,56	315,42	315,23	315,13	314,77	314,39	312,34	»	»
150	317,2	316,83	315,49	315,40	314,40	314,75	313,68	312,57	312,81

Comme on devait s'y attendre, le nombre des ondes réfléchies qui conservent assez d'intensité pour que leur arrivée sur la membrane marque sur la bande noircie est d'autant plus grand que l'excès de pression initiale dans le réservoir M est plus considérable.

La vitesse moyenne de propagation, que l'on déduit des dernières marques de la membrane, est sensiblement la même, quel que soit le nombre des réflexions que l'onde a subies; en d'autres termes, quelle que soit la longueur du chemin parcouru. Cela doit être, car l'onde au moment où elle marque pour la dernière fois sur une même membrane doit avoir sensiblement la même intensité.

Si l'on compare entre eux les nombres inscrits dans une même colonne verticale, et qui représentent, pour un même chemin parcouru, les vitesses moyennes de propagation à 0° d'ondes ayant des intensités initiales de plus en plus grandes, on reconnaît que ces vitesses augmentent avec l'intensité initiale, mais de quantités relativement petites.

Deuxième série (16 février).

Les expériences de cette deuxième série ont le même but que celles de la première, c'est-à-dire la recherche de la va-

riation que subit la vitesse apparente de propagation quand on augmente l'intensité de l'onde au départ ; mais on donne plus de sensibilité à la membrane B, en réduisant à $0^{mm}5$ l'écart de la pointe métallique au butoir. Le tableau suivant renferme les moyennes de toutes les expériences partielles.

La double oscillation du pendule équivaut à 101,80 vibrations doubles du diapason ; T = 8°2.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.	20L.
12^{mm}	310,92	»	»	»	»	»	»	»	»	»
23	314,29	314,07	313,81	»	»	»	»	»	»	»
52	314,54	313,96	313,50	313,57	311,83	310,29	»	»	»	»
100	319,23	316,68	315,84	314,60	314,46	313,29	312,20	310,72	»	»
150	322,23	323,77	323,0	324,0	321,43	316,56	315,35	314,70	313,42	311,72

L'examen de ce tableau conduit aux mêmes conclusions que celui du tableau de la série précédente :

1° La vitesse moyenne de propagation, déduite des dernières marques de la membrane, est à peu près la même, quel que soit le nombre des réflexions ;

2° Dans une même colonne verticale, les vitesses moyennes de propagation sont d'autant plus grandes que l'onde a une plus grande intensité au départ ; mais les différences sont plus notables quand l'écart de la membrane à son butoir n'est que de $0^{mm}5$, que lorsqu'il est de 1,0 millimètre.

Troisième série (16 février).

Les expériences sont faites au même point de vue que celles des deux séries précédentes, mais on rapproche encore

la pointe de la membrane de son butoir; l'écart n'est plus que de $0^{mm}25$.

Avec cette sensibilité extrême donnée à la membrane on ne peut pas dépasser, dans le réservoir, un excès de pression de 52 millimètres; pour des pressions plus grandes, la membrane établit des contacts permanents qui troublent complétement les résultats.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations du diapason; T = 8°0.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
23^{mm}	314,13	314,62	313,93	313,14	»	»	»
52	317,85	317,12	316,39	316,30	315,27	316,58	314,62

Le rapprochement de la membrane de son butoir a augmenté beaucoup le nombre des ondes réfléchies ayant la force de marquer sur notre bande noircie pour un même excès de force élastique F. La vitesse apparente de propagation pour les dernières marques est plus grande que celles que nous avons trouvées pour ces marques finales quand la membrane présentait moins de sensibilité; mais les autres conclusions que l'on peut tirer de l'inspection du tableau restent les mêmes.

Quatrième série (16 février).

Entreprise au même point de vue que les séries précédentes, mais on éloigne beaucoup la pointe de la membrane de son butoir.

L'écart est porté à $1^{mm}5$.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason; T = 10°5.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
23^{mm}	312,63	310,30	»	»	»	»	»
52	315,49	315,40	314,81	314,97	313,73	»	»
100	316,6	315,71	315,91	316,01	315,72	315,33	314,10

Même conclusion que pour les séries précédentes.

Cinquième série (16 février).

Écart de la pointe de la membrane au butoir = $2^{mm}0$.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason; T = 11°2.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
23^{mm}	313,63	311,21	»	»	»	»	»
52	315,50	315,63	315,65	314,77	312,85	»	»
102	315,24	315,08	315,52	315,70	314,85	313,32	312,45

Sixième série (16 février).

Écart de la pointe de la membrane au butoir = $3^{mm}0$.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason; T = 11°4.

F	2L.	4L.	6L.	8L.
23^{mm}	311,17	»	»	»
52	312,29	314,71	314,23	312,92

Septième série (16 février).

Écart de la pointe métallique de la membrane au butoir = 1^{mm}.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 doubles vibrations du diapason; T = 10°6.

F	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.
23^{mm}	$310^{m}58$	311,55	»	»	»	»	»	»
40	313,04	312,32	312,56	»	»	»	»	»
52	313,04	312,88	313,12	313,98	311,33	»	»	»
100	314,47	314,72	315,27	315,71	315,72	314,57	»	»
175	316,62	317,24	317,82	317,68	317,86	318,63	317,54	315,93

J'ai poussé la pression dans le réservoir jusqu'à 250 millimètres, mais alors les premières marques deviennent confuses et incertaines; les contacts de la membrane se prolongent trop et leurs marques se superposent.

Les conclusions générales à déduire de ces expériences, qui se rapportent aux ondes produites par l'entrée subite dans les tuyaux d'une certaine quantité d'air comprimé, sont les suivantes :

1° Toutes choses égales d'ailleurs, la vitesse de propagation est d'autant plus grande que l'excès initial de pression est plus considérable, c'est-à-dire que l'intensité de l'onde est plus grande au départ;

2° Si l'onde est produite par le même excès initial de pression, en d'autres termes, si l'onde a la même intensité au départ, la vitesse apparente de propagation diminue à mesure que l'on augmente l'écart de la membrane à son butoir. Ainsi, pour un si petit parcours de l'onde, le temps que la

pointe métallique de la membrane met à atteindre son buttoir n'est pas négligeable; les expériences précédentes permettent d'en apprécier la valeur en fraction d'une double vibration du diapason.

Prenons, en effet, les valeurs de V_0 pour un même excès 52^{mm} de pression produisant l'onde, nous aurons le tableau suivant :

		2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
Écart.	$0^{mm}25$	317,85	317,12	316,39	316,30	315,27	316,58	314,62
Id.	0,50	314,54	313,96	313,50	313,57	311,83	310,29	»
Id.	1,00	314,00	314,55	314,52	313,19	311,36	»	»
Id.	1,50	315,49	315,40	314,81	314,97	313,73	»	»
Id.	2,00	315,50	315,63	315,65	314,77	312,85	»	»
Id.	3,00	312,20	314,71	314,23	312,92	»	»	»

Dans une même colonne verticale, les nombres seraient les mêmes, si les retards produits par les écarts variables de la membrane étaient négligeables; on voit au contraire que la vitesse apparente de propagation est d'autant plus petite que l'écart est plus considérable. Cependant les variations de vitesse sont faibles surtout pour les ondes qui ont subi plusieurs réflexions; car lorsque l'écart de la membrane change de $0^{mm}25$ à $3^{mm}00$, le plus grand changement de la vitesse apparente de propagation ne s'élève qu'à $5^{m}5$, ce qui correspond, pour le plus court chemin parcouru 2L, à 0,28 d'une double vibration du diapason. Cette quantité est assez petite pour qu'on puisse la négliger quand le parcours dépasse 2000 mètres.

EXPÉRIENCES FAITES SUR LA LIGNE DES TUYAUX DU COLLÉGE DE FRANCE POUR RECONNAITRE SI LA VITESSE DE PROPAGATION DE L'ONDE VARIE AVEC LA FORCE ÉLASTIQUE DE L'AIR QUI REMPLIT LES TUYAUX. (22 et 23 février 1863.)

Les expériences précédentes démontrent suffisamment que la ligne des tuyaux du diamètre de 0^m108, établie dans la cour du collége de France, était trop courte pour permettre de l'utiliser à la détermination précise de la vitesse de propagation d'une onde ; les erreurs de mesure sur la bande, jointes à celles qui proviennent de l'inertie des marqueurs, forment une fraction trop importante de la quantité que l'on cherche. Mais on peut se servir de cette conduite pour reconnaître si la vitesse de propagation de l'onde est indépendante de la densité de l'air quand la température reste constante, comme le veut la loi de Newton, parce qu'on n'a besoin de connaître que le rapport des vitesses. J'ai déjà vérifié cette loi par les expériences (page 113) qui ont été faites sur la route militaire de la porte d'Ivry, mais pour de trop faibles variations de pression.

A l'extrémité ouverte B de la ligne des tuyaux, on ajuste le gros appendice en fonte, muni de la membrane, de la figure 28, planche II ; c'est celui qui a déjà servi sur la ligne des tuyaux de 0^m108 de la route militaire auprès de la porte

d'Ivry (page 115). On ferme cet orifice sur sa bride *cd*, avec une plaque munie d'une tubulure qui se termine par un robinet.

A l'orifice A on ajuste le réservoir en tôle, muni de son gros robinet (fig. 25). On fait le vide dans les tuyaux avec une machine pneumatique que l'on fait fonctionner par la tubulure T ; la force élastique de l'air resté dans les tuyaux est indiquée par un manomètre à mercure.

Quand le vide a été amené au degré convenable, on ferme le gros robinet R, et l'on ouvre le robinet R' ; le réservoir M se remplit ainsi d'air sous la pression de l'atmosphère. Pour faire une expérience, on tourne vivement le robinet R d'une demi-circonférence ; une onde comprimée se propage dans les tuyaux. On ne marque pas le départ de cette onde, et l'on ne commence à suivre sa propagation qu'à partir de sa première arrivée sur la membrane B.

Pour que l'onde ait sensiblement la même intensité au départ, on s'arrange de façon que l'air du réservoir M ait toujours à peu près le même excès de pression par rapport à celui qui remplit la conduite.

Lorsqu'on veut remplir les tuyaux d'air sous une pression plus grande que celle de l'atmosphère, on y refoule de l'air par une pompe foulante, et, quand la pression est arrivée au degré convenable, on ferme le robinet R, et on amène dans le réservoir M un excès de pression suffisant pour produire dans les tuyaux une onde d'une intensité convenable. L'expérience se fait ensuite comme à l'ordinaire.

Je me bornerai encore ici à inscrire les moyennes des valeurs obtenues sous une même pression, chaque moyenne résultant de 8 à 10 expériences. Je désignerai par F la force élastique de l'air qui remplit les tuyaux.

H	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.
0^m247	323^m47	322^m65	322^m40	322^m18	321^m63	320^m76	319^m55	»	»
0,317	324,46	323,41	323,39	322,55	322,61	321,89	320,07	»	»
0,447	322,24	322,19	322,44	322,13	321,48	321,39	317,72	»	»
0,646	324,92	322,44	322,09	320,40	319,95	320,13	320,06	319,27	317,80
0,767	321,74	322,38	322,41	322,97	322,40	321,68	321,75	321,25	319,56
0,997	322,24	322,50	322,70	322,06	322,24	321,60	321,90	321,73	319,70
1,067	321,61	322,61	322,66	323,04	323,41	322,97	322,70	»	320,87
1,267	323,63	323,95	322,59	323,64	323,33	321,88	»	»	»

Nous avons fait varier ici la force élastique de l'air depuis 0^m247 jusqu'à 1^m267, par suite, sa densité de 1 à 5, et nous avons cherché à produire l'onde chaque fois avec le même excès relatif de pression. Cette dernière condition ne pouvait pas être remplie rigoureusement.

Si la vitesse de propagation de l'onde est réellement indépendante de la pression quand la température reste constante, il faut que les nombres d'une même colonne verticale du tableau soient égaux. Or ces nombres varient si peu, et d'une manière si irrégulière par rapport aux pressions, que l'on ne peut attribuer les variations qu'à des erreurs de lecture. Nous pouvons donc, sans crainte, regarder ces expériences comme une nouvelle démonstration de l'exac-

titude de la loi de Newton, entre des limites de pression beaucoup plus étendues que celles dans lesquelles nous avons été obligé de nous restreindre pour la conduite à gaz de la Route militaire.

EXPÉRIENCES SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES DANS D'AUTRES GAZ QUE L'AIR ATMOSPHÉRIQUE.

J'ai voulu profiter de la ligne de tuyaux établie dans la cour du collége de France pour déterminer directement la vitesse de propagation des ondes dans quelques gaz autres que l'air atmosphérique. Comme la capacité totale de cette conduite n'est que de 640 litres, il est plus facile d'en chasser l'air complétement et de le remplacer par un autre gaz parfaitement desséché. La préparation des expériences est donc facilitée, mais la longueur de parcours est trop petite pour que l'on puisse obtenir des valeurs très-précises de la vitesse.

Si V et V′ représentent les vitesses de propagation d'une même onde dans deux gaz différents, mais à la même température et sous la même pression ; si l'on admet, de plus, qu'ils suivent la loi de Mariotte, qu'ils ont le même coefficient de dilatation, qu'ils satisfont à la loi de Poisson, etc., etc. ; en un mot, si l'on admet que ce sont des milieux gazeux parfaits, on doit avoir

$$V = \sqrt{\frac{e}{d}}, \quad V' = \sqrt{\frac{e}{d'}};$$

d'où

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{d}{d'}}.$$

Si l'un des gaz est l'air atmosphérique, et si δ représente la densité de l'autre gaz par rapport à l'air, on a

$$\frac{d}{d'} = \frac{1}{\delta};$$

par suite

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}}.$$

Dans ma manière d'opérer, lorsque les expériences se font sur les deux gaz à la même température, les vitesses moyennes de propagation sont en raison inverse des nombres de vibrations du diapason, pour des parcours égaux dans les deux gaz. Si N et N' représentent ces nombres, on doit avoir

$$\frac{N}{N'} = \sqrt{\frac{1}{\delta}}.$$

Mais il est difficile, avec notre ligne de tuyaux établie en plein air, de supposer que la température reste constante, et il est préférable de se servir de la formule

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}},$$

V et V' représentant les vitesses calculées pour la température de 0°, en admettant que les gaz ont le même coefficient de dilatation $\alpha = 0,00367$.

La ligne des tuyaux est disposée absolument comme pour les expériences que je viens de décrire sur l'air atmosphérique sous diverses pressions. On introduit le gaz sec par une ouverture latérale pratiquée auprès de l'origine A, et on laisse sortir l'air à l'autre extrémité par la tubulure ajustée sur la bride ; on continue l'arrivée du gaz jusqu'à ce qu'un

échantillon, recueilli à la tubulure, montre une pureté suffisante.

On produit l'onde foulante avec l'appareil à piston frappeur, auquel on donne toujours la même course de 20 millimètres. La membrane en B reste la même pour toutes les expériences, et on rapproche beaucoup sa pointe métallique du butoir. Mais, comme la membrane est cachée dans l'appendice en fonte qui termine la conduite, on ne peut pas être certain que l'écart reste le même.

Air atmosphérique (1er mars 1863).

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason; T = 13°7.

Première série.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
1	21,5	42,9	64,5	86,3	108,2
2	21,3	42,9	64,5	86,4	»
3	21,4	43,0	64,6	86,3	108,3
4	21,5	43,0	64,7	86,4	»
5	21,5	43,0	64,6	86,3	108,15
6	21,4	43,0	64,5	86,3	108,10
Moyennes =	21,43	42,97	64,57	86,33	108,12

Deuxième série.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.	20L.
1	21,4	42,9	64,5	86,1	107,7	129,3	151,0	172,7	194,4	216,1
2	21,4	42,9	64,3	86,0	107,5	129,2	150,9	172,6	194,25	216,0
3	21,5	43,1	64,6	86,2	108,0	129,5	151,2	173,0	194,7	216,5
Moyennes =	21,43	42,97	64,47	86,15	107,73	129,33	151,03	172,77	194,45	216,2

Nous prendrons les moyennes de ces deux séries, nous aurons alors :

		2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.	20L.
	Moyennes =	21,43	42,97	64,52	86,24	107,92	129,33	151,03	172,77	194,45	216,2
d'où	V =	334m94	334m08	333m75	332m92	332m55	333m00	332m68	332m36	332m22	33m200
	V_0 =	326,83	325,97	325,64	324,81	324,44	324,89	324,57	324,25	324,11	323,89

Ce sont ces moyennes de V_0 pour l'air humide que nous admettrons dans les calculs qui vont suivre.

Acide carbonique (1er mars 1863).

L'acide carbonique a été préparé comme je l'ai dit page 125, mais en prenant les soins nécessaires pour le dessécher complétement. On a continué l'arrivée du gaz dans la conduite jusqu'à ce que le gaz, sortant par la tubulure de l'extrémité B, fût entièrement absorbable par la potasse caustique.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason. T = 13°7.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.	20L.	22L.
1	26,9	53,9	80,7	107,8	135,0	162,3	»	»	»	»	»
2	26,8	53,5	80,4	107,4	134,2	161,3	188,3	215,6	242,6	269,8	297,0
3	26,8	53,7	80,5	107,6	134,6	161,7	188,8	216,4	244,7	272,7	301,1
4	26,8	53,6	80,5	107,4	134,4	161,4	188,4	215,6	242,6	269,8	297,0
5	26,9	53,5	80,4	107,4	134,2	161,1	187,6	215,2	242,2	269,3	296,3
6	26,8	53,7	80,6	107,5	134,6	161,6	188,7	216,1	243,7	271,0	»
Moyennes =	26,83	53,65	80,52	107,52	134,5	161,57	188,57	215,76	243,16	270,52	297,85
V =	267m52	267m57	267m42	267m03	266m83	266m55	266m45	266m13	265m67	265m33	265m08
V_0 =	261,04	261,09	260,94	260,55	260,35	260,07	259,97	259,65	259,19	258,85	258,60

Je prends le rapport $\frac{V'}{V}$, en comparant les valeurs de V_0

dans les colonnes semblables du tableau ci-dessus et dans celles du tableau de la page précédente, je trouve ainsi :

2L	$\frac{V'}{V} = 0{,}7987$	14L	$\frac{V'}{V} = 0{,}8009$
4L	0,8009	16L	0,8007
6L	0,8007	18L	0,7997
8L	0,8021	20L	0,7993
10L	0,8024		
12L	0,8005		

La densité du gaz acide carbonique, à 0° et sous la pression de 0^m760, a été trouvée par l'expérience $= 1{,}5290$; on doit donc avoir, d'après la loi de Newton,

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}} = \sqrt{\frac{1}{1{,}5290}} = 0{,}8087.$$

Ainsi, la vitesse de l'onde dans le gaz acide carbonique, telle que nous la trouvons par ces expériences, est toujours un peu plus faible que celle que l'on déduit de la loi de Newton. On ne peut pas attribuer cet écart à l'impureté du gaz, car il ne pourrait s'y trouver que de l'air atmosphérique qui augmenterait la vitesse de propagation.

Cette vitesse diffère d'ailleurs très-peu de celle que nous avons trouvée page 130 dans la conduite de la porte d'Ivry.

Protoxyde d'azote (9 mars 1863).

Le protoxyde d'azote a été préparé en décomposant l'azotate d'ammoniaque par la chaleur, dans trois ballons qui amenaient leurs produits gazeux, d'abord dans un flacon bien refroidi, puis dans un second flacon rempli de chlorure

de calcium bien sec ; enfin, le gaz entrait dans la conduite auprès de son extrémité A. J'ai fait passer en tout environ 1 mètre cube de gaz, en renouvelant deux fois l'azotate d'ammoniaque dans les ballons. La préparation de ce gaz en grande masse présente toujours des difficultés sérieuses.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.	18L.
1	26,7	53,9	81,0	108,1	135,2	163,2	190,0	»	»
2	27,1	53,9	81,2	108,8	138,8	163,1	190,7	»	»
3	26,7	53,7	80,9	108,0	135,5	163,6	190,6	»	»
4	27,4	54,6	»	»	»	»	»	»	»
5	27,2	54,4	81,4	108,7	135,7	163,0	190,4	217,8	245,1
6	27,4	54,2	81,4	108,5	135,8	163,1	190,3	217,9	246,2
7	27,2	54,2	81,4	108,7	135,8	163,2	190,5	218,5	247,5
8	27,6	54,5	81,6	108,8	136,0	163,5	190,9	219,3	247,4
9	27,6	54,4	81,5	108,7	135,9	163,1	190,8	»	»
Moyennes =	27,21	54,20	81,30	108,54	135,71	163,22	190,52	218,37	246,55
V =	263^m79	264^m81	264^m86	264^m52	264^m45	263^m85	263^m72	262^m96	262^m01
V_0 =	260,07	261,09	261,14	260,80	260,73	260,13	260,00	259,24	258,29

D'après les valeurs de V_0 pour le protoxyde d'azote déduites de ce tableau, et les valeurs de V_0 du tableau de la page 178, se rapportant à l'air atmosphérique, en les prenant toujours dans la même colonne verticale, on trouve pour $\frac{V'}{V}$ les valeurs suivantes :

2L.	$\frac{V'}{V} = 0,7957$	12L	$\frac{V'}{V} = 0,8007$
4L.	0,8009	14L	0,8011
6L.	0,8019	16L.	0,7995
8L	0,8028	18L	0,7969
10L.	0,8036		

La densité théorique du protoxyde d'azote est 1,524, et on a

$$\sqrt{\frac{1}{1,524}} = 0,8100.$$

Cette valeur est un peu plus grande que celle que nous trouvons dans nos expériences. Ainsi, la vitesse de propagation de l'onde dans le protoxyde d'azote est sensiblement égale à celle qui a lieu dans le gaz acide carbonique; elle est un peu plus petite que celle que l'on déduit de la loi de Newton. Mais il est très-probable que la densité réelle du protoxyde d'azote, à la température basse à laquelle nous avons opéré, est notablement plus grande que sa densité théorique.

Expériences sur le gaz ammoniac (11 mars 1863).

On prépare le gaz ammoniac avec une dissolution très-concentrée d'ammoniaque, que l'on chauffe progressivement en présence d'une certaine quantité de chaux vive. On fait passer le gaz d'abord dans un vase en métal, refroidi par un mélange de glace et de sel marin qui condense la plus grande partie de l'eau entraînée, puis dans deux flacons remplis de fragments de soude caustique. On continue le dégagement de gaz à travers la conduite, jusqu'à ce qu'on en ait fait passer environ 2 mètres cubes. L'appareil est, d'ailleurs, disposé comme pour les expériences sur l'acide carbonique.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.
T = 5°9.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.	16L.
1	17,8	35,5	53,4	71,2	89,5	»	»	»
2	17,7	35,4	53,2	71,0	89,1	»	»	»
3	17,6	35,2	53,2	71,3	»	»	»	»
4	17,6	35,5	53,5	71,4	»	»	»	»
5	17,7	35,7	53,7	71,2	»	»	»	»
6	17,7	35,5	53,2	71,1	89,0	106,7	124,6	142,4
Moyennes =	17,68	35,47	53,37	71,37	89,2	106,7	124,6	142,4
V =	405^m98	404^m72	403^m47	402^m28	402^m34	403^m62	399^m54	403^m24
V_0 =	401,66	400,40	399,15	397,96	398,02	399,30	395,22	398,92

Après ces expériences, on a fait passer de nouveau près de 1 mètre cube de gaz ammoniac à travers la conduite, et l'on a procédé ensuite à une nouvelle série d'expériences, dont les résultats sont inscrits dans le tableau suivant :

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
1	17,7	35,4	53,4	71,3	89,2	»	»
2	17,8	35,6	53,4	71,4	89,4	»	»
3	17,6	35,3	53,2	71,1	89,0	106,9	126,0
4	17,7	35,4	53,1	71,1	89,0	»	»
5	17,5	35,1	53,0	70,6	88,8	106,7	125,4
6	18,0	35,5	53,3	71,2	89,3	»	»
Moyennes =	17,72	35,39	53,23	71,12	89,12	106,8	125,7
V =	405^m07	405^m63	404^m53	403^m70	402^m70	403^m24	399^m71
V_0 =	400,75	401,31	400,21	399,38	399,38	398,92	395,39

Les deux séries s'accordent parfaitement ; cela semble prouver qu'on était parvenu à remplir la conduite de gaz ammoniac pur.

Je calcule, pour la dernière série, les valeurs $\frac{V'}{V}$, en pre-

nant pour V' les valeurs V_0 du tableau de la page 182, et pour V les valeurs de V_0 prises dans le tableau de la page 178 qui se rapporte à l'air, j'ai ainsi

2L	$\frac{V'}{V} = 1,2262$	10L	$\frac{V'}{V} = 1,2279$
4L	1,2311	12L	1,2280
6L	1,2290	14L	1,2182
8L	1,2296		

La densité théorique du gaz ammoniac est 0,5894, d'où

$$\sqrt{\frac{1}{0,5894}} = 1,3025.$$

Cette valeur est sensiblement plus forte que celle que nous déduisons de nos expériences directes. Ainsi, la vitesse de propagation de l'onde dans le gaz ammoniac, telle que nous la trouvons par nos expériences, est un peu moindre que celle que l'on déduit de la loi de Newton. Mais la densité réelle du gaz ammoniac est certainement plus grande que sa densité théorique; la seule détermination expérimentale de cette densité que je connaisse a donné 0,596; or

$$\sqrt{\frac{1}{0,596}} = 1,2953$$

valeur qui s'éloigne déjà un peu moins de celle que l'on déduit de mes expériences.

Gaz acide sulfureux (14 mars).

J'ai cherché également à déterminer la vitesse de propaga-

tion de l'onde dans le gaz acide sulfureux. Mais ce gaz attaque si fortement les tuyaux de fonte, en présence de l'aïr, qu'il a fallu y renoncer. Mon appareil à membrane était hors de service avant que j'eusse réussi à chasser l'air de la conduite.

En résumé les expériences faites dans la petite conduite du collége de France, sur l'acide carbonique, le protoxyde d'azote et l'ammoniaque, donnent pour les vitesses de propagation d'une même onde, dans ces gaz secs, des valeurs un peu plus petites que celles que l'on déduit de la loi de Newton. Cette loi doit encore être considérée comme une *loi limite*, à laquelle les gaz satisferaient exactement si on les mettait dans les conditions de température et de pression qui en feraient des *milieux élastiques parfaits*.

EXPÉRIENCES SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES DANS UNE LIGNE DE TUYAUX DE 0^m300 DE DIAMÈTRE INTÉRIEUR.

(29 novembre 1862.)

Pendant que je faisais mes expériences sur la vitesse du son dans la conduite de 0^m108 appartenant à la Compagnie Parisienne du gaz, la ville de Paris faisait établir, suivant la route militaire entre les portes d'Ivry et de Bicêtre, une conduite du diamètre de 0^m300 destinée à amener l'eau dans certains quartiers de la ville. Cette conduite, d'un diamètre triple, convenait merveilleusement à la suite de mes recherches, et je me mis en mesure pour l'utiliser aussitôt qu'une longueur suffisante en serait achevée.

La partie dont j'ai pu disposer avait près de 2000 mètres de longueur. Elle commence en *o*, planche I (fig. 6), au Petit-Ivry, hors Paris. Elle suit d'abord en ligne droite le chemin de Paris, tourne légèrement en *r* pour suivre la route d'Ivry jusqu'à la porte d'Ivry où elle entre dans l'enceinte des fortifications. En cet endroit elle tourne, presque à angle droit et suivant une courbe d'un petit rayon, pour suivre la route militaire à peu près parallèlement à la conduite du gaz; elle se termine près de la porte de Bicêtre.

L'arête supérieure des tuyaux est généralement à 1^m20 audessous du sol; néanmoins dans quelques endroits les tuyaux ont été descendus plus bas pour éviter des courbures. Le chaînage de la ligne a été fait trois fois, et, pour obtenir exactement la longueur de l'axe, j'ai eu à ma disposition tous les plans de construction avec les cotes de niveau de chaque bout de tuyau.

La ligne des tuyaux présente plusieurs inflexions; les principales sont :

1° Le coude de 100° en A, au sortir de la porte d'Ivry et à une distance de 828 mètres de l'extrémité *o*;

2° Une courbe en C, mais à grand rayon, distante de l'extrémité *o* de 1720 mètres;

3° Une seconde courbure, également faible, distante de l'extrémité *o* de 1762 mètres.

La longueur totale de la ligne est de 1905^m0.

Les courbures de la ligne ne sont pas assez brusques pour donner des ondes réfléchies qui marquent sur nos membranes. Cependant lorsqu'on donne aux membranes leur plus grande sensibilité, on trouve toujours un certain nombre d'ondes secondaires qui marquent sur les bandes; elles montrent autant de régularité que les ondes principales. Néanmoins je ne les ai pas inscrites dans mes tableaux d'expériences parce que, comme la réflexion a lieu sur des surfaces courbes assez étendues, ou sur des obstacles inconnus, on ne peut pas fixer les chemins parcourus. Mais il est bon de remarquer que ces réflexions partielles affaiblissent nécessairement les ondes principales.

On a choisi l'extrémité *o* pour la station de départ, et on y a fait une installation entièrement semblable à celle que j'ai décrite en détail, page 90, et dont le plan est représenté (planche I, fig. 3).

La première extrémité du tuyau à la station A est fermée par une plaque de tôle, percée d'une ouverture centrale de 0^m10, sur laquelle on peut ajuster tantôt la plaque portant

le pistolet, tantôt la pièce de la figure 7, planche II, portant une membrane de caoutchouc. La seconde extrémité des tuyaux est fermée par une plaque de tôle semblable, sur laquelle on a fixé une seconde pièce à membrane. Les deux petites membranes dont je viens de parler sont précisément celles qui ont servi sur la conduite de 0^m108, et on leur a donné la même tension, afin de rendre aussi comparables que possible les expériences faites sur ces deux conduites, dont les diamètres sont si différents.

ONDE PRODUITE PAR UN COUP DE PISTOLET.

La marche de l'expérience est exactement la même que celle qui a été suivie sur la conduite de 0^m108 de la Route militaire. On produit l'onde par un coup de pistolet; le départ est marqué par la rupture d'un fil métallique tendu sur la bouche du canon. Immédiatement après le coup, on retire la plaque qui porte le pistolet, et on la remplace par la membrane A. Ainsi on note, successivement, l'arrivée de l'onde sur la membrane B et son retour à la membrane A après sa réflexion à l'extrémité B de la conduite.

I.

Dans les trois premières séries, les membranes du diamètre 0^m10 sont les mêmes que celles qui ont servi pour la conduite de 0^m108, et elles conservent la même tension. La charge de poudre est de $0^{gr}40$; la pointe du butoir est toujours maintenue à une distance d'environ $\frac{1}{2}$ millimètre de la plaque métallique des membranes.

Première série (29 novembre 1862).

Petit pistolet de salon A, chargé de $0^{gr}40$ de poudre.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.

La température à l'intérieur du tuyau, à 3 mètres de l'orifice A, est de 11°3, $f = 9^{mm}99$, $H = 748^{m}9$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 1905^m0$	Membrane A. $2L = 2 \times 1905,0 = 3810^m0$
1	284,7	»
2	283,6	570,2
3	284,1	571,1
4	285,2	572,2
5	283,1	569,7
6	285,6	572,9
7	286,4	»
8	286,3	574,0
9	285,1	572,3
10	286,2	»
11	286,3	574,0
Moyennes	285,06	572,05
	$V = 339^m82$	338^m67
	$V_0 = 332,87$	331,72
	$V_0' = 332,04$	330,89
	$W = 339,82$	337,53
	$W_0 = 332,87$	330,58
	$W_0' = 332,04$	329,75

On observe ici l'arrivée de l'onde sur la membrane B et son retour sur la membrane A; mais le second retour sur la membrane B n'a jamais eu assez de force pour la faire marquer.

Deuxième série (29 novembre).

Charge de poudre = $0^{gr}40$.
La double oscillation du pendule vaut 101,67 doubles vibrations du diapason.
Température du tuyau = $11°4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 748,7$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 1905^m0$	Membrane A. $L = 3810^m0$
1	284,0	»
2	286,1	»
3	284,5	»
4	283,1	»
5	286,3	574,7
6	285,6	»
7	283,8	572,6
8	285,7	572,4
Moyennes =	284,9	573,2
$V =$	339^m91	337^m88
$V_0 =$	333,01	330,98
$V_0' =$	332,18	329,15
$W =$	339,92	335,90
$W_0 =$	333,01	329,00
$W_0' =$	332,18	328,17

La membrane B n'a jamais marqué le retour de l'onde qui correspondrait à un chemin parcouru $3L = 5715^m0$.

Troisième série (29 novembre).

Charge de poudre = $0^{gr}40$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.

$T = 11°4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 748,8$.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 1905^m0	Membrane A. L = 3810^m0
1	284,3	572,6
2	285,4	573,8
3	285,5	574,1
4	285,6	573,5
5	286,5	575,1
6	286,0	574,2
7	285,7	574,2
Moyennes =	285,57	573,9
V =	339^m21	337^m58
V_0 =	332,33	330,70
V_0' =	331,50	329,87
W =	339,21	335,96
W_0 =	332,33	329,06
W_0' =	331,50	328,23

Dans ces trois séries, le coup de pistolet a la même intensité; les membranes restent dans les mêmes conditions. On peut donc prendre la moyenne générale :

Chemins parcourus..	1905^m0	3810^m0		1905^m0	3810^m0
1re série.........	332,87	331,72		332,04	330,89
2e série.........	333,01	330,98		332,18	329,15
3e série.........	332,33	330,70		331,50	329,87
V_0 =	332^m74	331^m13	V_0' =	331^m91	330^m30
W_0 =	332,74	329,55	W_0' =	331,91	328,72

Nous voyons encore ici que la vitesse de propagation est sensiblement moindre pour l'onde, quand elle parcourt le même chemin après s'être réfléchie à l'extrémité B.

II.

Les expériences des séries 4, 5 et 6 ont été faites pour reconnaître l'influence que la tension plus ou moins forte, donnée à une même membrane, exerce sur la vitesse apparente de propagation.

Quatrième série (29 novembre).

On détend les membranes ; celles-ci paraissent avoir gagné en sensibilité, car on observe beaucoup plus d'ondes secondaires qui marquent sur les bandes. Je ne les inscris pas dans les tableaux.

Charge de poudre = $0^{gr}40$.
La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.
$T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 749{,}0$.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 1905m0	Membrane A. L = 3810m0
1	287,2	574,6
2	287,1	575,5
3	287,9	576,7
4	»	574,0
5	286,1	573,9
6	285,8	575,1
Moyennes =	286,82	574,96
$V =$	337^m73	336^m96
$V_0 =$	331,23	330,47
$V_0' =$	330,40	329,64

En comparant les vitesses ainsi obtenues avec celles qui ont été données par les membranes plus tendues des trois séries précédentes, on reconnaît qu'elles sont notablement plus faibles. Ainsi *quand les membranes sont détendues, elles*

sont plus sensibles pour marquer les ondes faibles, mais elles mettent plus de temps à établir le contact et donnent ainsi des vitesses plus petites. Il est donc nécessaire de donner aux membranes une forte tension, ce qui permet aussi de rapprocher beaucoup le butoir.

Cinquième série (29 novembre).

Pour ne laisser aucun doute sur ce sujet, on tend de nouveau les membranes et on les amène successivement aux mêmes conditions que dans les séries 1, 2 et 3.

Charge de poudre = $0^{gr}40$.
La double oscillation du pendule vaut 101,77 doubles vibrations du diapason.
La température du tuyau est 10°8, $f = 9^{mm}66$, H = 748,9.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 1905^{m}0	Membrane A. L = 3810^{m}0
1	284,3	573,0
2	287,3	575,7
3	286,5	575,3
4	285,1	»
5	286,4	»
6	286,7	575,3
7	286,6	575,7
8	286,7	»
9	287,3	»
Moyennes =	286,32	575,0
V =	338^m56	337^m17
V_0 =	332,04	330,65
V_0' =	331,21	329,82
W =	338,56	335,79
W_0 =	332,04	329,27
W_0' =	331,21	328,44

Sixième série (29 novembre).

On donne encore plus de tension à la membrane et on rapproche un peu le butoir.

Charge de poudre = $0^{gr}40$.
La double oscillation du pendule vaut 101,79 doubles vibrations du diapason.
$T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 749{,}4$.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 1905m0	Membrane A. L = 3810m0
1	283,9	»
2	285,3	573,0
3	286,7	575,3
4	285,1	574,4
5	285,0	574,0
6	284,9	573,5
7	285,8	574,5
8	284,9	573,5
9	285,3	573,8
10	286,1	574,7
11	286,2	575,0
Moyennes =	285,38	574,18
V =	339^m74	337^m71
V_0 =	333,20	331,17
V_0' =	332,37	330,34
W =	339,74	335,71
W_0 =	333,20	329,17
W_0' =	332,37	328,34

Les expériences des séries 4, 5 et 6 montrent la grande influence que la tension des membranes exerce sur la vitesse apparente des ondes. Il faut toujours opérer avec des membranes minces, très-tendues, et rapprocher le butoir autant que possible.

III.

Les expériences des séries 7 et 8 ont été faites pour reconnaître si l'on augmenterait la vitesse apparente de propagation des ondes d'intensité égale en augmentant le diamètre des membranes.

Septième série (30 novembre).

On remplace les petites membranes de 0^m10 par d'autres d'un diamètre double, c'est-à-dire de 0^m20; celles-ci sont disposées comme le montre la figure 23, planche II, et ainsi que je l'ai décrit page 32. La longueur totale de la ligne est un peu augmentée (de 0^m20), par suite de la hauteur des tubulures qui portent les membranes.

La double oscillation du pendule vaut 101,78 doubles vibrations du diapason.
$T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 749,6$.
Distance de la membrane au butoir $= 1^{mm}0$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 1905^m20$	Membrane A. $L = 3810^m4$
1	287,1	»
2	287,2	»
3	287,2	»
4	285,2	575,2
5	286,8	»
6	286,2	576,6
7	287,4	578,0
8	287,7	»
9	287,0	»
Moyennes =	286,87	576,6
$V =$	338^m03	336^m33
$V_0 =$	331,52	329,82
$V_0' =$	330,69	328,99

Nous obtenons ici des vitesses notablement plus faibles que celles que nous avons trouvées avec les petites membranes.

On est donc porté à admettre que nos grandes membranes présentent plus d'inertie, par suite qu'elles sont moins sensibles que les petites. Mais je dois dire que les membranes de $0^{m}20$ qui ont servi pour ces expériences étaient formées avec un caoutchouc vulcanisé gris, beaucoup plus épais, et c'est la cause principale de leur moindre sensibilité. J'ai constaté le même fait dans d'autres expériences faites plus tard, mais que je n'ai pas inscrites dans ce mémoire. J'ai reconnu qu'il fallait absolument proscrire les membranes épaisses.

Huitième série (1er décembre).

La diminution de vitesse apparente que nous avons trouvée pour les grandes membranes dans la série précédente, m'a fait penser d'abord que la réflexion de l'onde sur une membrane de grand diamètre pouvait bien donner une plus grande perte de force vive vers le dehors, que lorsque la réflexion se fait sur une membrane d'un diamètre deux fois plus petit, et à fortiori lorsqu'elle se fait sur une plaque pleine en tôle. Cette perte d'intensité diminuerait la vitesse de propagation, mais elle ne produirait d'effet sensible que sur l'onde de retour en A. Pour m'en assurer j'ai ôté la membrane B, et je l'ai remplacée par une plaque pleine en tôle. J'ai laissé en A la même membrane de $0^{m}20$, avec le même écartement du butoir.

La double oscillation du pendule vaut 101,82 doubles vibrations du diapason.
$T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 746,5$.
Distance de la membrane au butoir $= 1^{mm}$.

Numéro des bandes.	Membrane A. $L = 3810^m2$
1	575,0
2	575,2
3	575,4
4	575,1
5	575,0
6	575,8
7	575,8
8	575,9
9	574,8
10	575,7
11	574,7

Moyenne $= 575,31$

$V = 336^m81$
$V_0 = 330,32$
$V_0' = 329,49$

La vitesse est en effet un peu plus grande que dans la 7e série, où l'orifice B était fermé par une membrane flexible sur laquelle s'opérait la réflexion; mais la différence est bien faible.

IV.

Les expériences des séries 9, 10 et 11 ont été faites pour reconnaître les variations que subit la vitesse apparente de propagation pour des ondes de même intensité, quand on se sert des mêmes membranes, mais que l'on fait varier l'écartement du butoir.

Neuvième série (1er décembre).

On remplace les grandes membranes par les petites de 0^m10.

La double oscillation du pendule vaut 101,69 vibrations du diapason. $T = 10°7$, $f = 9^{mm}60$, $H = 746,5$.

Le butoir est à une distance de $\frac{3}{8}$ de millimètre de la pointe de la membrane.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 1905^{m}0$	Membrane A. $2L = 3810^{m}0$
1	285,8	573,0
2	286,0	573,6
3	286,1	573,2
4	286,1	573,5
5	286,1	573,6
6	286,1	573,8
7	286,1	573,5
8	286,4	573,8
Moyennes =	286,09	573,57
V =	338^m56	337^m74
V_0 =	332,04	331,22
V_0' =	331,21	330,39
W =	338,56	336,96
W_0 =	332,04	330,44
W_0' =	331,21	329,61

La vitesse est ici la même que dans la cinquième série.

Dixième série (1er décembre).

On conserve les petites membranes de 0^m10, mais on écarte le butoir à 1^{mm}.

La double oscillation du pendule vaut 101,68 doubles vibrations du diapason.
$T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 746,7$.

Numéro des bandes.	Membrane B. $L = 1905^{m}0$	Membrane A. $2L = 3810^{m}0$
1	286,4	573,8
2	286,6	574,2
3	286,4	574,3
4	286,1	573,4
5	286,5	»
6	285,9	»
7	»	573,1
8	»	571,8
9	286,1	573,1
10	286,2	»
11	286,2	»
12	286,3	»
13	286,2	»
14	286,4	»
Moyennes =	286,36	573,40
$V =$	338^m28	337^m88
$V_0 =$	331,77	331,37
$V_0' =$	330,93	330,54
$W =$	338,28	337,38
$W_0 =$	331,77	330,87
$W_0' =$	330,94	330,04

Onzième série (1er décembre).

Avec les mêmes petites membranes, mais on approche les butoirs à moins de $\frac{1}{2}$ millimètre.

La double oscillation du pendule vaut 101,8 doubles vibrations du diapason, $T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 747{,}0$.

Numéro des bandes.	Membrane B. L = 1905m0	Membrane A. 2L = 3810m0
1	284,4	»
2	285,5	572,4
3	»	572,4
4	284,2	570,9
5	»	572,0
6	285,0	571,7
7	285,4	571,9
8	285,3	572,5
9	285,9	»
10	285,1	»
Moyennes =	285,09	571,97
$V =$	339^m78	338^m72
$V_o =$	333,24	332,18
$V_o' =$	332,41	331,35
$W =$	339,78	337,99
$W_o =$	333,24	331,45
$W_o' =$	332,41	330,62

En réunissant en un seul tableau les résultats des séries 9, 10, 11, on trouve pour l'air humide :

	Écart de la membrane au butoir.	L=1905m0.	2L=3810m0.
10e série.....	$1^{mm}0$	331,77	331,37
9e série.....	0,7	332,04	331,22
11e série.....	0,4	333,24	332,18

On voit donc encore que le rapprochement du butoir a augmenté sensiblement la vitesse de propagation de l'onde.

V.

Les expériences des séries 12 et 13 avaient pour but de reconnaître si, en remplaçant la membrane B par une plaque

pleine en tôle, on n'obtiendrait pas une plus grande vitesse de propagation pour l'onde qui parcourt la double longueur de la conduite.

Douzième série (4 décembre).

On supprime la membrane B, et on la remplace par une plaque pleine en tôle; ainsi l'onde ne marque plus qu'à son retour à l'extrémité A, après sa réflexion sur le fond plein B. Mais on place en A, non la petite membrane de 0^m10, mais la grande membrane de 0^m20, fortement tendue, le butoir étant à une distance de $\frac{1}{2}$ millimètre.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason. $T = 10°8$, $f = 9^{mm}66$, $H = 747,0$.

Numéro des bandes.	Membrane A. $2L = 3810^m2$
1	573,7
2	572,3
3	573,6
Moyenne =	573,2

$V = 338^m02$
$V_0 = 331,51$
$V_0' = 330,68$

Nous trouvons ici pour la double ligne parcourue, mais après réflexion sur une plaque pleine en A, une vitesse de propagation plus grande que celle qui nous a été donnée par les séries 7 et 8 pour le même chemin parcouru et avec la même membrane, mais dans les séries 7 et 8 la membrane était deux fois plus écartée de son butoir. On doit conclure de là que c'est surtout quand on opère avec des membranes épaisses qu'il faut bien les tendre et rapprocher beaucoup le butoir.

Treizième série (4 décembre).

Tout reste disposé comme dans la précédente série, mais on détend beaucoup la membrane A du diamètre de 20 centimètres, afin de reconnaître si, avec une membrane épaisse, on augmente ainsi sa sensibilité et la vitesse apparente de propagation du son. On est obligé d'écarter le butoir au moins à 1 millimètre, car avec un plus grand rapprochement la membrane se met en contact permanent, sa réaction élastique n'étant pas suffisante pour la détacher. On constate immédiatement une plus grande sensibilité, en ce sens que la membrane marque maintenant toutes les ondes secondaires faibles qui n'annonçaient pas leur existence avec la membrane tendue de la série 12, bien que celle-ci fut plus rapprochée de son butoir. Mais cette plus grande sensibilité n'augmente pas la vitesse apparente de propagation; elle la diminue, au contraire, comme on peut le reconnaître par le tableau suivant :

Numéro des bandes.	Membrane A. 2L = 3810m2
1	575,6
2	575,8
3	576,4
4	575,9
5	575,9
6	576,2
7	576,9
8	576,2
9	576,4
Moyenne =	576,14

V = 336m36

V_0 = 329,89

Ainsi des expériences comparatives des séries 12 et 13 on doit conclure que le ramollissement de la membrane augmente bien sa sensibilité, en ce sens qu'elle lui permet de marquer l'arrivée d'ondes faibles qui passent inaperçues quand la membrane est plus tendue; mais la vitesse apparente de propagation des ondes est réellement diminuée, parce que l'on est obligé d'éloigner le butoir et que l'on augmente ainsi le temps perdu provenant de l'inertie de la membrane et du temps qu'elle met à gagner le butoir. Les expériences de la quatrième série ont déjà conduit à la même conclusion pour les membranes beaucoup plus minces de 0^m10.

Il résulte de là qu'il faut rejeter les membranes en caoutchouc épais qui montrent toujours un retard très-sensible; qu'il y a avantage à se servir d'une membrane mince et très-flexible, à la tendre fortement, et à rapprocher beaucoup le butoir.

ONDE PRODUITE PAR L'OUVERTURE SUBITE D'UN RÉSERVOIR RENFERMANT DE L'AIR COMPRIMÉ.

J'ai décrit (page 49 et suivantes) les dispositions que j'ai imaginées pour produire, à l'orifice des tuyaux, une onde comprimée par une simple injection d'air; mais j'ai adapté au premier tuyau une disposition spéciale qui facilite beaucoup les expériences. Les figures 5, 6 et 9, planche III, dont j'ai donné la description page 76 représentent cette disposition telle qu'elle a été établie sur des tuyaux d'un diamètre

beaucoup plus grand; mais ces figures suffiront pour les explications que j'ai à donner.

On ajuste sur la bride qui termine l'orifice du premier tuyau une plaque en forte tôle d'un diamètre double de celui de la bride. Cette plaque est percée d'une ouverture centrale de $0^{m}300$, c'est-à-dire de même grandeur que l'orifice du tuyau. Une planche en chêne glisse entre deux coulisses IK, IK fixées sur la plaque de tôle, et, pour éviter toute sortie d'air du tuyau, on interpose entre la plaque de tôle et la planche un anneau formé par un tube creux en caoutchouc qui est fixé sur la plaque de tôle, et entoure son ouverture centrale.

La planche est percée d'un premier orifice O, de petit diamètre, sur lequel on peut adapter le pistolet à poudre, ou appliquer, avec des vis et un joint au minium, la bride BC de la pièce à robinet BCD, fig. 25, planche II, portant le gros réservoir M, quand on veut, comme dans le cas présent, produire l'onde par une entrée subite d'air comprimé. Pour marquer le départ de l'onde, on se sert d'une disposition semblable à celle de la figure 8, planche II, la lamelle *l'l* étant formée par une feuille de mica recouverte d'une feuille d'étain. Le fil métallique T*t* est soudé sur la plaque en métal incrustée dans la planche.

La seconde ouverture de la planche a $0^{m}300$ de diamètre; on y applique, à l'aide de vis, la tubulure à membrane, fig. 23, planche II. Le fil métallique *fg* du butoir de la membrane est soudé sur une plaque métallique incrustée dans la planche.

A l'autre extrémité de la ligne des tuyaux on devait placer, à poste fixe, la membrane B, qui est d'ailleurs semblable à

la membrane A; mais un accident étant survenu à la ligne télégraphique, il était impossible de s'en servir. Je fis fermer la seconde extrémité par une plaque pleine en tôle, et je ne notais que les ondes de retour.

Pour faire une expérience, on comprime, avec une petite pompe à main, de l'air dans le réservoir M jusqu'à la pression que l'on désire, et que l'on reconnaît sur le manomètre communiquant avec la tubulure M. On glisse la planche jusqu'à ce que le centre de l'orifice O soit dans l'axe de la ligne des tuyaux, ou, ce qui revient au même, jusqu'à ce que la vis se trouve au centre de la petite plaque métallique, et par suite que le fil *fg* soit en communication avec la ligne télégraphique. On tourne brusquement le robinet R de 180°, comme il a été dit (page 50). Le départ de l'onde est marqué par la mise en contact de la lamelle *l'l*. On pousse vivement la planche pour mettre le centre de la membrane A dans l'axe des tuyaux, en d'autres termes, pour amener la vis au centre de la lamelle métallique, et l'on attend le retour des ondes.

La membrane A est du diamètre de $0^{m}20$; elle est formée par un caoutchouc mince, semblable à celui de nos petites membranes de $0^{m}10$. La distance de la membrane à son butoir est de $0^{mm}5$ dans les séries qui suivent.

Première série (12 décembre).

L'excès de pression de l'air dans le réservoir est de 0^m10 de mercure.
La température de l'intérieur du tuyau est 8°0, $f = 8^{mm}02$, $H = 763,0$.
Une oscillation du pendule vaut 101,68 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane A. $2L = 3810^m3$
1	576,8
2	581,2
3	582,3
4	584,2
5	580,5
Moyenne =	581,0

$V = 333^m39$
$V_0 = 328,60$

Les nombres du tableau précédent diffèrent beaucoup les uns des autres; cela tient probablement au peu de précision de la marque du départ, mais peut-être aussi en partie à ce que l'onde réfléchie à l'extrémité B revient si faible en A qu'elle a de la peine à mener la membrane jusqu'au contact.

Deuxième série (12 décembre).

On porte l'excès de pression de l'air dans le réservoir à $0^{m}20$.
Température de l'intérieur des tuyaux 8°0, $f = 8^{mm}02$, $H = 763,2$.
Une oscillation du pendule vaut 101,77 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane A. $2L = 3810^{m}3$
1	573,3
2	574,5
3	575,5
4	574,5
5	574,2
6	574,4
7	573,8
Moyenne =	574,31

$V = 337^{m}60$
$V_0 = 332,81$

Les nombres sont ici beaucoup plus concordants.

Troisième série (12 décembre).

On amène l'excès de pression dans le réservoir à $0^{m}25$.
Température de l'intérieur du tuyau 8°0, $f = 8^{mm}02$, $H = 763,9$.
Une oscillation du pendule vaut 101,76 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane A. $2L = 3810^{m}3$	$4L = 7620^{m}6$
1	574,0	»
2	573,7	»
3	573,8	1157,3
4	573,9	1158,3
5	573,8	1155,0
Moyennes =	573,85	1156,87
V =	$337^{m}85$	$335^{m}16$
V_0 =	333,06	330,37

L'onde est maintenant beaucoup plus intense, car l'on observe souvent un second retour sur la membrane A.

Ainsi nous trouvons, avec cette manière de produire l'onde foulante, suivant que l'air est plus ou moins comprimé dans le réservoir :

Pression dans le réservoir qui produit l'onde.	Vitesse de propagation.
0^m10	328^m60
0,20	332,81
0,25	333,06

On voit que la vitesse de propagation de l'onde est d'autant plus grande qu'elle est produite par un plus grand excès de pression, en d'autres termes qu'elle a plus d'intensité au départ.

Quatrième série (12 décembre).

Enfin, pour faire la comparaison de cette onde avec celle qui est produite par le coup de pistolet à poudre, en laissant toutes les autres conditions semblables, on enlève le réservoir à air comprimé, et on met à sa place notre pistolet ordinaire à poudre, que l'on charge, chaque fois, de $1^{gr}5$ de poudre. Il est bon de rappeler qu'on n'emploie que la seule membrane A du diamètre de 0^m20, formée par un caoutchouc mince, fortement tendu, et avec l'écartement $0^{mm}5$ de son butoir.

La température intérieure du tuyau est 8°0, $f = 8^{mm}02$, $H = 764{,}0$.
Une oscillation du pendule équivaut à 101,75 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Membrane A. 2L = 3810^m3	4L = 7620^m6	6L = 11430^m0	8L = 15240^m0
1	574,2	1153,2	1743,2	»
2	575,0	1158,8	»	»
3	573,3	1152,6	1728,2	2318,6
4	573,7	1152,9	1734,9	»
5	574,7	1153,3	»	»
Moyennes =	574,12	1154,16	1735,4	2318,6
$V =$	337^m62	335^m87	335^m08	334^m40
$V_0 =$	332,83	331,08	330,29	329,61

On note ici jusqu'à quatre retours de l'onde; à la dernière marque de la membrane, l'onde a parcouru 15240^m. Les vitesses moyennes de propagation vont toujours en diminuant à mesure que l'onde s'affaiblit.

Il résulte de la comparaison des séries précédentes que l'onde produite par notre réservoir à air comprimé, se propage dans la ligne des tuyaux du diamètre de 0^m30 avec la même vitesse que l'onde donnée par le coup de pistolet, pourvu que l'excès initial de pression dans le réservoir dépasse celle d'une colonne de mercure de 0^m20. Dans la conduite de la Route militaire, dont le diamètre n'est que de 0^m108, l'onde produite par l'injection de l'air comprimé a montré constamment une vitesse plus petite que celle qui provient d'un coup de pistolet. On peut en conclure que les ondes faibles éprouvent dans leur marche d'autant plus de résistance qu'elles parcourent des conduites plus étroites. Nous trouverons par la suite d'autres expériences qui prouvent l'exactitude de cette conclusion.

Je résumerai brièvement les résultats obtenus sur la conduite de 0^m300 :

1° Pour les ondes d'égale intensité et produites de la même manière, on obtient la plus grande vitesse de propagation quand on emploie des membranes en caoutchouc très-minces, bien tendues, et avec le plus faible écart possible du butoir. Les membranes du diamètre de 0^m20 ne sont pas plus sensibles que celles de 0^m10, quand elles sont disposées de la même manière.

2° Les ondes produites par une injection subite d'air comprimé à l'origine du tuyau vont aussi vite, pour un long parcours, que celles qui sont données par un coup de pistolet, pourvu que l'excès initial de pression qui projette l'air dépasse 0^m25 de mercure.

3° Pour un même chemin parcouru ($L = 1905^m0$, ou $2L = 3810^m3$) dans la conduite de 0^m300, la plus grande vitesse de l'onde produite par un coup de pistolet, *dans de l'air sec* à 0°, a été

Pour l'onde directe de A à B.................................... 332^m41
Pour l'onde parcourant le même chemin, mais après s'être réfléchie en B. 330, 61

La vitesse diminue donc encore sensiblement à mesure que l'onde s'affaiblit.

Dans notre conduite du diamètre de 0^m108, avec les membranes de 0^m10 disposées de la même manière, nous avons obtenu pour le maximum de vitesse dans de l'air sec, pour un même chemin parcouru $L = 566^m74$,

Pour l'onde directe allant de A à B (page 102)................ 330^m99
Pour l'onde parcourant le même chemin, après réflexion en B.... 326,55

Ainsi, bien que les vitesses soient prises dans la conduite de 0^m108, sur un parcours trois fois moindre que sur la conduite de 0^m300, elles sont notablement plus petites dans la conduite du plus petit diamètre. On doit en conclure *que la vitesse de propagation d'une onde dans un tuyau est d'autant plus faible que ce tuyau a un plus petit diamètre*. J'ai dit (page 92) que le son s'éteint très-vite dans la conduite de 0^m108.

EXPÉRIENCES
SUR UNE LIGNE DE TUYAUX DU DIAMÈTRE DE 0^m216.
(Octobre 1863.)

Cette ligne est formée par une longue conduite en tuyaux de tôle bitumés, système Chameroi, nouvellement posée pour le gaz de l'éclairage sur la grande route départementale n° 51 entre Vitry et Choisy-le-Roi. La figure 4, planche I, en montre le plan. Elle est sensiblement rectiligne et ne présente que des variations insignifiantes de niveau; elle ne subit que quelques inflexions légères entre C et D en approchant de Vitry, et ensuite sur son parcours dans la grande rue de Vitry. La section intérieure des tuyaux est de 0^m216.

Cette conduite, dont la longueur totale était de 3625 mètres, me convenait parfaitement pour étudier la vitesse de propagation des ondes dans une longue conduite, dont le diamètre était intermédiaire entre ceux des deux conduites sur lesquelles j'avais opéré précédemment. Malheureusement, je n'ai pu disposer de cette ligne que pendant huit jours, et je me suis borné à opérer sur les ondes foulantes pro-

duites par le piston frappeur, qui m'offraient d'ailleurs un intérêt spécial à cause de leur grande régularité. Le temps ne m'a pas permis d'établir une ligne télégraphique entre les deux extrémités de cette longue conduite, et je me suis contenté d'observer les ondes au retour.

J'ai placé ma base d'opérations à la station A, située à Choisy-le-Roi, à l'intersection de la route départementale et de l'avenue de Versailles. J'y ai installé notre baraque ordinaire, dont le plan est représenté planche I, fig. 3. La seconde extrémité de la conduite est fermée par une plaque pleine en tôle.

L'onde foulante est produite à la station A par l'appareil à piston frappeur représenté planche II, fig. 24, que l'on manœuvre comme il a été dit page 56, en donnant à la course du piston des longueurs variables depuis 5 millimètres jusqu'à 25 millimètres.

La membrane qui marque les arrivées des ondes de retour est montée sur la tubulure latérale NN' du tuyau; elle est placée à une très-petite distance du piston frappeur. Je me proposais de faire marquer également le départ de l'onde par cette membrane; mais je ne réussis point. La tige métallique du disque de la membrane frappait si fortement le butoir qu'il restait souvent une empreinte creuse très-visible, mais le courant ne s'établissait pas dans les bobines du marqueur, parce que le contact durait trop peu. C'est un phénomène semblable à ceux dont j'ai parlé page 41. J'ai fait marquer le départ de l'onde par l'interruption que le courant subit dans la ligne télégraphique par le départ du piston, ainsi que nous l'avons dit page 57.

La seconde station qui doit réfléchir l'onde a été placée

successivement en divers points de la conduite, lesquels sont marqués en B, C, D et E sur le plan. Nous avons mesuré deux fois leurs distances, avec le plus grand soin; nous avons trouvé ainsi :

	I.	II.	Moyenne.
De A à B	505m70	505m80	505m75
De B à C	1382,35	1382,41	1382,38
De C à D	639,21	639,21	639,21
De D à E	1097,80	1098,00	1097,90

On en déduit pour les distances de la station de départ A aux diverses stations B, C, D et E :

De A à B	505m75
De A à C	1888,13
De A à D	2527,34
De A à E	3625,24

La température de l'air dans les tuyaux a été prise sur un thermomètre que l'on poussait à l'intérieur du tuyau jusqu'à une distance de 5 mètres de l'orifice A. Cette température n'a pas varié pendant les quelques jours que ces expériences ont duré. Elle était de 15° 4.

Pour obtenir une marque exacte du départ par le jeu de la lamelle T*t*, fig. 24, il est nécessaire de maintenir une petite feuille de papier entre la pointe de la membrane et le butoir; sans cette précaution, la membrane établit souvent des contacts par suite des trépidations que le choc du piston imprime au tuyau, et il est difficile alors de distinguer

la rupture de contact qui doit annoncer le départ de l'onde. On enlève la petite feuille de papier aussitôt après le départ de l'onde.

Je n'ai reconnu cette cause d'erreur qu'après avoir fait beaucoup d'expériences, et seulement en relevant les bandes. J'ai dû rejeter pour toutes les premières expériences la marque fautive du départ, et ne suivre les ondes qu'après leur premier retour sur la membrane NN, c'est-à-dire après qu'elles ont déjà parcouru une première fois la double longueur de la conduite $= 1011^m50$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.

I. *Entre les stations A et B* (5 octobre).

$t = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 757,8$.

1re SÉRIE.		2e SÉRIE.		3e SÉRIE.	
2L = 1011m50.		Course du piston 5mm.			
	Membrane à 1mm.		Membrane à 1mm.		Membrane à 1mm.
N° 1	152,4	N° 1	152,5	N° 1	152,2
2	152,4	2	152,3	2	152,2
3	152,6	3	152,3	3	152,2
4	152,2	4	152,3	4	152,3
5	152,2	5	152,3	Moyenne =	152,22
6	152,5	6	152,3		
7	152,4	7	152,3		
8	152,3	Moyenne =	152,33		
9	152,5				
10	152,2				
Moyenne =	152,37				

4e SÉRIE.

Course du piston 5mm.
Membrane à ½ millimètre.

	Du 1er retour au 2e.	Du 2e retour au 3e.
N° 1	152,2	152,6
2	152,2	152,6
3	152,0	152,6
Moyennes	152,13	152,6

5e SÉRIE.

Course du piston 5mm.
Membrane à ½ millimètre

	Du 1er retour au 2e.	Du 2e retour au 3e.
N° 1	152,3	152,6
2	152,0	152,5
3	152,1	152,7
Moyennes	152,13	152,6

6e SÉRIE.

Course du piston 10mm.
Membrane à ½ millimètre.

	Du 1er retour au 2e.	Du 1er retour au 3e.
N° 1	152,0	153,0
2	152,2	»
3	152,0	»
4	152,2	»
5	152,4	»
6	152,0	152,2
7	152,2	»
8	152,3	»
Moyennes =	152,16	152,6

7e SÉRIE.

Course du piston 10mm.
Membrane à 1 millimètre.

	Du 1er retour au 2e.	Du 2e retour au 3e.
N° 1	152,1	»
2	152,1	»
3	152,2	»
Moyennes	152,13	»

8e SÉRIE.

Course du piston 10mm.
Membrane à ½ millimètre.

	Du 1er retour au 2e.	Du 2e retour au 3e.
N° 1	151,9	152,8
2	152,3	»
3	152,1	»
4	152,2	152,6
Moyennes	152,13	152,7

Les moyennes de ces 8 séries diffèrent à peine les unes des autres. Ainsi la vitesse apparente de propagation n'a pas changé sensiblement quand l'écart de la pointe de la membrane au butoir a varié depuis 1 millimètre jusqu'à ½ milli-

mètre; elle n'a pas changé non plus quand nous avons fait faire au piston une excursion de 5, ou de 10 millimètres.

Nous prendrons la moyenne des moyennes données par ces huit séries.

	I.	II.
	Du 1er retour au 2e.	Du 2e retour au 3e.
1re série.....	152,37	»
2e série.....	152,33	»
3e série.....	152,22	»
4e série.....	152,13	152,60
5e série.....	152,13	152,60
6e série.....	152,16	152,60
7e série.....	152,13	»
8e série.....	152,13	152,70
Moyennes =	152,20	152,62
d'où $V =$	337^m90	337^m01
$V_0 =$	328,74	327,85
$V_0' =$	327,68	326,79

Il est utile de rappeler que nous n'avons pas compté la vitesse de propagation de l'onde dans le chemin qu'elle parcourt depuis sa naissance à l'origine par le choc du piston frappeur jusqu'à son retour en A sur la membrane NN, à cause des incertitudes qui règnent sur la marque du départ. La première vitesse $V_0 = 328,74$ dans l'air humide se rapporte donc à l'onde qui se réfléchit en A après avoir déjà parcouru le chemin $2L = 1011^m50$, et qui parcourt, de nouveau, le même chemin pour revenir une seconde fois sur la membrane.

La seconde valeur $V_0 = 327^m85$ se rapporte à l'onde qui a déjà parcouru le chemin $4L = 2023^m00$, et qui fait

pour la troisième fois le chemin $2L = 1011^m50$, et revient une troisième fois sur la membrane.

II. *Entre les stations A et C* (6 octobre).

On enlève la plaque pleine en tôle qui avait été intercalée entre les deux tuyaux de la station B, et, pour rejoindre hermétiquement ces deux tuyaux, on remplace la plaque de tôle par un disque en carton présentant une ouverture égale à la section intérieure des tuyaux. Cette intercalation a présenté quelques difficultés, parce que les tuyaux restaient fortement serrés, et que l'on n'a pas réussi à ajuster le disque concentriquement à l'axe du tuyau. Il en résulte que le carton fait une petite saillie sur un côté à l'intérieur du tuyau; il forme ainsi une portion de paroi verticale qui fait subir à l'onde une réflexion partielle, dont j'ai pu profiter. En effet, sur la plupart des bandes on reconnaît :

1° La marque de la portion d'onde réfléchie en B par cette petite paroi verticale; cette onde est nécessairement très-faible quand elle revient sur la membrane A;

2° Les marques de l'onde principale revenant en A, après sa réflexion sur la plaque pleine en C.

La ligne des tuyaux de A à C est parfaitement rectiligne; sa longueur est de..	1888^m13
La distance de A à B est de.....................	505,75
Reste pour la distance de B à C.......	1382^m38

Le départ de l'onde est incertain, comme dans les expériences qui ont été faites entre les stations A et B; néanmoins

je l'inscris dans les tableaux suivants, parce qu'il doit servir pour calculer les différences.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Première série.

$T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 755,2$.

Course du piston 10^{mm}.
Distance de la membrane au butoir $0^{mm}5$.

	Onde arrivant en A après 1re réflexion en B.	Onde arrivant en A après 1re réflexion en C.	Différence.
1	»	561,5	»
2	147,4	561,0	413,6
3	148,5	562,2	413,7
4	»	561,6	»
5	147,6	561,3	413,7
6	147,3	561,0	413,7
7	100,1	514,3	414,2
		Moyenne =	413,78

d'où $V = 339^m76$
$V_0 = 330,55$
$V_0' = 329,48$

Deuxième série.

Course du piston 20^{mm}.
Distance de la membrane au butoir $= 0^{mm}5$.

Onde arrivant en A après 1re réflexion en B.	Onde arrivant en A après 1re réflexion en C.	Différence.
149,3	562,4	413,1
144,2	557,6	413,4
	Moyenne =	413,25

d'où $V = 340^m19$
$V_0 = 330,96$
$V_0' = 329,8$

Troisième série.

$T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 754,6$.

Course du piston 20^{mm}.
Distance de la membrane au butoir $= 0^{mm}5$.

	Onde arrivant en A après 1re réflexion en B.	Onde arrivant en A après 1re réflexion en C.	Onde arrivant en A après 2e réflexion en C.	Différences.	
1	128,5	541,5	1110,6	413,0	982,1
2	137,9	551,5	»	413,6	»
3	100,4	513,8	»	413,4	»
4	141,3	554,7	»	413,4	»
5	142,2	555,4	»	413,2	»
6	146,2	559,6	»	413,4	»
7	146,4	559,9	»	413,5	»
8	145,7	559,1	»	413,4	»
			Moyenne	413,36	

Les nombres de la première colonne montrent toutes les irrégularités de la marque du départ, et l'on ne peut encore déduire quelque chose de certain que des nombres de la quatrième colonne, lesquels se rapportent au double chemin parcouru de B en C, soit 2764^m76. On trouve alors

$$V = 340^m10$$
$$V_0 = 330,85$$
$$V_0' = 329,78$$

La première expérience montre seule un second retour de l'onde en A, après deux réflexions sur le fond plein C, et après un parcours représenté par

$$4 \times 1888^m13 - 2 \times 505^m75 = 6541^m02.$$

On trouve pour sa vitesse

$$V = 338^m67$$
$$V_0 = 329,49$$
$$V_0' = 328,42$$

La vitesse moyenne de propagation est encore ici notablement diminuée quand la longueur du parcours est doublée.

Quatrième série.

On remplace en A la membrane par une autre formée par un caoutchouc beaucoup plus mince; on la tend fortement et on rapproche beaucoup le butoir afin d'obtenir la plus grande sensibilité.

$T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 755,0$.

Course du piston 20^{mm}.

	Onde revenant en A après 1re réflexion en B.	Onde revenant en A après 2e réflexion en C.	Onde revenant en A après double réflexion en C.	Différences (II — I)	(III — I)
1	153,5	566,1	1138,9	412,6	985,4
2	154,0	566,8	1140,5	412,8	986,5
3	153,7	566,3	1139,1	412,6	985,4
4	»	566,2	»	»	»
5	»	537,9	»	»	»
			Moyennes	412,66	985,80

Les départs sont encore assez incertains; nous ne nous occuperons que des deux dernières colonnes.

Chemin parcouru.. $= 2764^m76$	$V = 340^m68$,	$V_0 = 331^m44$	$V_0' = 330^m37$
Chemin parcouru.. $= 6541,02$	$V = 337,41$,	$V_0 = 328,26$	$V_0' = 327,19$

Résumons les expériences faites entre les stations A et C; rappelons-nous qu'à cause de l'inexactitude du départ, nous n'avons pour première vitesse que la vitesse moyenne de

l'onde déjà affaiblie, lorsqu'elle parcourt deux fois la distance de B à C (aller et retour), c'est-à-dire

$$2 \times 1888^{m}13 - 2 \times 505^{m}75 = 2764^{m}76$$

	V_0	V_0'
1re série.....	330m55	329m48
2e série.....	330,96	329,89
3e série.....	330,86	329,78
4e série.....	331,44	330,37
Moyenne	330,95	329,88

La seconde vitesse moyenne se rapporte à l'onde qui a subi deux réflexions sur le fond plein C, et qui a fait un chemin représenté par

$$4 \times 1888^{m}13 - 2 \times 505^{m}75 = 6541^{m}02 :$$

	V_0	V_0'
3e série.....	329m49	328m42
4e série.....	328,26	327,19
Moyenne =	328,88	327,80

III. *Entre les stations A et D* (7 octobre).

La plaque de tôle a été retirée entre les deux tuyaux à la station C; elle a été remplacée par un disque en carton présentant une ouverture égale au calibre du tuyau. Cette opération s'est faite facilement et avec exactitude.

La ligne des tuyaux présente une courbure et une déviation faible entre les stations C et D. La longueur totale de A à D est de 2527m34.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Série unique.

Course du piston 20^{mm}, $T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 747,6$.
Distance de la membrane au butoir $0^{mm}5$.

	Onde revenant en A après 1re réflexion en B.	Onde revenant en A après 1re réflexion en D.	Différences.
1	»	760,1	»
2	153,2	759,4	606,2
3	153,1	759,2	606,1
4	»	760,1	»
5	153,2	758,8	605,6
6	153,3	758,8	605,5
7	»	759,9	»
8	»	759,1	»
		Moyenne =	605,85

d'où $V = 339^m35$
$V_0 = 330,15$
$V_0' = 329,10$

Cette vitesse est sensiblement moindre que celle qui a été obtenue entre les stations A et C, c'est-à-dire pour un moindre parcours.

IV. *Entre les stations A et E* (8 octobre).

La ligne des tuyaux présente des irrégularités plus grandes entre les stations D et E; il y a des variations plus brusques de niveau et des déviations occasionnées par le passage dans les rues de Vitry. Ces irrégularités affaiblissent nécessairement l'intensité de l'onde, et ce n'est que parce que la membrane en A est très-sensible qu'elle indique nettement le retour de l'onde réfléchie. On prend les précautions nécessaires pour marquer le départ avec plus de précision (page 213) : on a soin de placer une feuille de papier entre la membrane et le butoir, pour éviter tout contact par la

membrane au moment du choc du piston; on retire ce papier aussitôt après le départ. On ajuste également la lame métallique flexible du piston qui, par son contact, établit le passage du courant, afin que ce contact soit rompu à l'instant même du départ du piston.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 doubles vibrations du diapason.

Première série.

Course du piston 20^{mm}, $T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 745,5$.

	Onde revenant en A après 1re réflexion en B.	Onde revenant en A après 1re réflexion en E.	Différences.
1	152,1	1088,9	936,8
2	»	1087,5	»
3	152,0	1095,1	943,1
4	152,0	1086,2	934,2
5	153,0	1090,2	937,2
6	151,8	1086,1	934,3
7	152,2	1087,4	935,2
Moyennes =	152,18	1088,8	936,8

La première colonne correspond à l'onde faible qui a parcouru deux fois la distance de A à B, c'est-à-dire $1011^{m}50$ après une réflexion partielle en B. On en déduit

$$V = 337^{m}99 \qquad V_0 = 328^{m}83 \qquad V_0' = 327^{m}77.$$

La deuxième colonne se rapporte à l'onde plus forte qui a parcouru le double de la distance de A à E, c'est-à-dire $7250^{m}48$. Elle donne

$$V = 338^{m}61 \qquad V_0 = 329^{m}43 \qquad V_0' = 328^{m}37.$$

Enfin, pour la troisième colonne correspondant au double chemin parcouru de B en $E = 6238^{m}98$, la marque du départ n'intervenant point, on a

$$V = 338^{m}66 \qquad V_0 = 329^{m}48 \qquad V_0' = 328^{m}42.$$

Deuxième série.

On opère exactement comme pour la première série, en prenant les mêmes précautions.

Course du piston 20^{mm}, $T = 15°4$, $f = 13^{mm}03$, $H = 745,7$.

	Onde revenant en A après réflexion en B.	Onde revenant en A après réflexion en E.	Différences.
1	»	1085,4	»
2	152,0	1091,3	939,0
3	152,1	1091,3	936,2
4	152,0	1088,3	939,3
5	»	1086,0	»
6	152,0	»	»
Moyennes =	152,02	1088,46	938,17

On déduit

De la 1re colonne pour le double parcours de A à B $V = 338^m34$ $V_0 = 329^m18$ $V_0' = 328^m12$
De la 2e colonne pour le double parcours de A à E $V = 338,75$ $V_0 = 329,57$ $V_0' = 328,50$

De la troisième colonne, on peut déduire la vitesse moyenne pendant le double parcours de B à E, sans que le départ intervienne. On a alors

$$V = 338^m16 \qquad V_0 = 329^m00 \qquad V_0' = 327^m73.$$

Ainsi, d'après les expériences faites entre les deux stations A et E, qui sont distantes de 3625^m24, les vitesses moyennes de propagation à 0°, pour un parcours double $= 7250^m48$, seraient :

	V_0	V_0'
1re série......	329^m48	328^m41
2e série......	329,57	328,50
Moyenne =	329,52	328,45

J'ai beaucoup regretté de ne pouvoir pas faire d'expériences sur cette conduite avec le pistolet à poudre, parce qu'il aurait été d'un grand intérêt de comparer la vitesse des ondes ainsi produites avec celles que je leur ai trouvées dans les conduites de 0^m108 et de 0^m300.

Résumé des expériences faites sur la conduite de Choisy-le-Roi, du diamètre de $0^{m}216$.

Les expériences qui ont été faites sur la première partie de la conduite comprise entre la station de départ A et la station B ne peuvent pas être comparées avec celles qui ont été faites sur les parties de cette conduite comprises entre le départ A et les stations de plus en plus éloignées C, D et E : en effet,

1° Pour les expériences entre les stations A et B, on a donné au piston des excursions de 5^{mm} et de 10^{mm} ; les intensités de l'onde au départ étaient donc différentes, et toujours inférieures à celles qui auraient été produites par l'excursion de 20^{mm} adoptée pour les parties plus longues de la conduite ;

2° On a fait varier la sensibilité de la membrane, puisqu'on l'a écartée tantôt de $1^{mm}0$, tantôt de $0^{mm}5$ de son butoir ;

3° La réflexion de l'onde se fait en B sur un fond plein, tandis que dans les expériences sur les parties plus longues de la conduite, une petite portion seulement de l'onde se réfléchit sur la petite partie de paroi verticale qui reste en B, et l'onde de retour qui en résulte et qui marque sur la membrane A est nécessairement très-faible.

On s'est attaché, au contraire, pour les expériences sur les trois parties plus longues de la conduite à rendre les circonstances aussi identiques que possible. Ainsi :

1° L'excursion du piston est toujours de 20^{mm}; l'onde a donc la même intensité au départ;

2° La petite portion qui se réfléchit en B revient, par suite, sur la membrane A avec une intensité constante;

3° La membrane conserve toujours la même sensibilité, car elle est à la distance constante de $0^{mm}5$ de son butoir.

Comparons donc seulement entre eux les résultats obtenus sur les parties de la conduite comprises entre le départ A et les stations C, D et E :

	Chemin parcouru par l'onde.	V_0	V_0'
De A à C	$2AC - 2AB = 2764^m8$	330^m95	329^m38
De A à D	$2AD - 2AB = 4043,18$	330,15	329,10
De A à E	$2AE - 2AB = 6238,98$	329,24	328,18

Ainsi *la vitesse moyenne de propagation d'une onde, de même intensité au départ, diminue sensiblement à mesure qu'on lui fait parcourir des chemins plus longs*. Il n'est pas possible ici d'attribuer cette diminution à l'inertie de la membrane, car le retard qui pourrait en résulter, d'après les tableaux des pages 81 et 84, aurait une influence inappréciable.

On arrive à une conclusion semblable quand on compare les vitesses moyennes de propagation d'une *même onde*, lorsqu'elle parcourt les chemins $2L - 2AB$, et $4L - 2AB$. On a en effet :

De A à B	$2AB = 1011^m5$	$4AB = 2023^m0$
	$V_0 = 328,74$	$V_0 = 327,85$
De A à C	$2AC - 2AB = 2764^m8$	$4AC - 2AB = 6541^m0$
	$V_0 = 330,95$	$V_0 = 328,88$

On ne peut l'expliquer qu'en admettant que *dans une ligne de tuyaux, du diamètre de* 0^m216, *la vitesse de propagation d'une onde diminue avec son intensité.*

EXPÉRIENCES FAITES DANS LE GRAND SYPHON DE VILLEMONBLE, TUYAUX AYANT 1^m10 DE DIAMÈTRE INTÉRIEUR (juin 1864).

Pour amener les eaux de la Marne jusqu'au grand réservoir collecteur de Ménilmontant, on conduit ces eaux par une galerie souterraine jusqu'à l'extrémité du plateau auprès de la redoute de la Boissière. De là, pour leur faire traverser la vallée, on a installé, à une profondeur de 1^m50 au-dessous du sol, un grand syphon formé par des tuyaux en fonte d'un diamètre intérieur de 1^m10, dont la longueur totale est de 4886^m45. La seconde extrémité du syphon débouche auprès du rond-point de Montfermeil.

La figure 2, planche I, donne le plan des terrains sous lesquels serpente ce syphon, et la ligne ABCDE*g*FKG en représente la projection horizontale.

La figure 1, planche I, montre une projection verticale du syphon, mais développée sur un même plan vertical ; on y trouve toutes les cotes de niveau.

J'ai profité d'une petite bâtisse en bois, placée auprès du premier orifice A du syphon, pour en faire mon cabinet d'expériences.

Nous compterons les longueurs à partir de l'orifice A;

elles ont été obtenues par quatre chaînages faits avec le plus grand soin sur le terrain, et qui n'ont présenté que de très-petites différences. On a fait les corrections nécessaires d'après les plans de construction qui ont été mis à ma disposition. Nous avons obtenu ainsi les longueurs suivantes :

	Longueur des portions de tuyaux.	Distances de l'origine A.	Hauteur au-dessus du niveau de la mer.
Orifice A..................................	0	0	114^m22
De l'orifice A à la première décharge latérale B..	741^m35	741^m35	65,93
De la décharge B à la ventouse C...............	268,15	1009,50	»
De la ventouse C à la seconde décharge D......	148,80	1158,30	69,70
De la décharge D au gros robinet vanne E......	465,35	1623,65	72,70
Du robinet-vanne E à l'angle *g* des rues du Raincy et de Villemonble.....................	1420,90	3044,55	»
Du coude *g* à la troisième décharge F..........	487,10	3531,65	57,16
De la décharge F à la station du chemin de fer du Raincy................................	133,00	3664,65	»
De cette station au point K..................	29,90	3694,55	»
Du point K à l'orifice G.....................	1191,90	4886,45	113,00

On voit, sur le plan, que le syphon de Villemonble présente plusieurs courbures :

1° Entre C et E, plusieurs courbes douces, à très-grands rayons ;

2° Une courbe plus étendue en *f*, mais elle est aussi à grand rayon ;

3° Une courbure très-brusque en *g*, qui change la direction de près de 90° ;

4° Enfin, une courbe plus douce en K, mais qui dévie encore la ligne d'un angle considérable.

Les courbes à grand rayon dans les tuyaux ne donnent

jamais d'ondes réfléchies en arrière, mais il pourrait bien ne pas en être de même pour les courbures brusques, pour les coudes. J'ai cherché si je trouvais sur mes bandes les marques des ondes qui auraient été réfléchies en arrière :

Par la grande courbe en *f*, dont le milieu est à une distance de 2742^m environ de l'orifice A ;

Par le coude brusque en *g*, qui est à 3044^m55 de l'orifice A ;

Enfin, par le coude assez brusque en K, et qui est à une distance de 3694^m55.

Les trois décharges B, D et F ne peuvent pas donner d'ondes réfléchies, parce qu'elles consistent simplement en des tubulures latérales, venues à la fonte sur le tuyau principal. Ces tubulures latérales sont fermées par des vannes, ou par des plaques pleines, appliquées à l'aide de boulons à vis et d'un joint au minium. J'en dirai autant de la ventouse C, placée au point culminant du syphon, et qui n'est qu'un appendice latéral.

La figure 18, planche III, montre une coupe verticale du robinet-vanne. Les grosses pièces de fonte qui le forment sont comprises entre les brides AB et A'B' des deux tuyaux en fonte, du diamètre de 1^m10, entre lesquelles elles sont intercalées. Ces pièces se composent de deux parties coniques, ABCD, A'B'C'D', parfaitement semblables, qui comprennent entre elles la pièce principale EFE'F', portant la vanne MN, que l'on soulève à l'aide de la vis sans fin MO.

Le diamètre des parties cylindriques EFE'F' n'est que de 0^m80; les deux troncs de cône ACDB, A'C'D'B', capables de réfléchir les ondes, ont donc, pour leurs bases, les diamètres 1^m10 et 0^m80. La projection de ces cônes,

sur un plan perpendiculaire à l'axe de la ligne, a une surface de 0,448 mètre carré, tandis que la section des tuyaux ordinaires de la ligne présente une surface de 0,951 mètre carré. Ainsi, près de la moitié de l'onde plane qui arrive au robinet-vanne reçoit l'influence des cônes ACDB, A'C'D'B'. Mais la construction graphique de la direction des ondes réfléchies que l'on voit sur la figure montre qu'aucune portion de celles-ci ne retourne en arrière, que la totalité traverse l'ouverture de la vanne en continuant son chemin parallèlement à l'axe des tuyaux, de sorte que l'influence du robinet-vanne consiste uniquement à allonger les ondes et à diminuer leur intensité à la tête. La réflexion en arrière n'aura lieu que quand la vanne sera baissée totalement ou partiellement; ainsi en tous cas la réflexion aura lieu sur la section MN.

La vanne du robinet est à $1623^{m}65$ de l'orifice; nous chercherons à reconnaître, sur les bandes qui se rapportent aux expériences faites avec la vanne ouverte, s'il y a réellement des ondes réfléchies en arrière par les cônes ACDB, A'C'D'B'.

Il ne m'a pas été possible d'établir une ligne télégraphique qui suive le syphon depuis le départ A jusqu'au second orifice G. J'ai fermé l'orifice G avec une plaque de forte tôle, et je me suis contenté de mesurer la vitesse de propagation des ondes depuis leur départ en A jusqu'à leur retour en A, après une ou plusieurs réflexions sur la plaque G.

Expériences avec la vanne MN *fermée; longueur de la conduite,* 1623^{m}65.

Première série (2 juin 1864).

Le gros robinet-vanne, situé à la distance de 1623^{m}65 de l'origine A, est fermé. Ainsi, nous ne pouvons avoir que les ondes qui se sont réfléchies une, deux, trois, quatre fois sur la vanne de ce robinet, à moins que, par la configuration du tuyau dans cette étendue, ou par suite d'obstacles réflecteurs que nous ne connaissons pas, la membrane en A ne montre des *ondes secondaires* qui proviendraient de réflexions partielles.

D'après cela, les ondes principales que nous inscrirons dans le premier tableau auront parcouru les chemins

$$
\begin{aligned}
2L &= 3247^{m}3 \\
4L &= 6494,6 \\
6L &= 9741,9 \\
8L &= 12989,2 \\
12L &= 16236,5
\end{aligned}
$$

L'onde est produite par un coup de pistolet chargé de 2^{gr}40 de poudre, qui rompt un fil métallique tendu sur la bouche. La température de l'intérieur du tuyau est 11°6. La double oscillation du pendule correspond à 101,93 doubles vibrations du diapason. La membrane a 0^{m}30 de diamètre; elle reste constamment à la distance de 1^{mm}0 de son butoir.

PREMIER TABLEAU. — *Ondes principales.*

$T = 11^o5$, $f = 10^{mm}12$, $H = 748,40$.

Numéro des bandes.	$2L = 3247^m3$.	$4L = 6494^m60$.	$6L = 9741^m9$.	$8L = 12989^m2$.
1	486,3	974,7	1464,1	»
2	485,8	974,1	1463,1	»
3	485,8	974,5	1464,3	»
4	486,2	975,0	1464,0	»
5	486,65	975,55	»	»
6	486,0	974,2	1463,0	»
7	486,0	974,2	1462,7	»
8	485,55	973,8	1462,3	1952,0
Moyennes	486,08	974,51	1463,36	195,20
$V =$	340^m47	339^m66	339^m28	339^m13
$V_0 =$	333,44	332,63	332,25	332,10
$V_0' =$	332,60	331,79	331,41	331,26

La vitesse moyenne diminue à mesure que la longueur du chemin parcouru augmente. C'est surtout pour le premier parcours $2L = 3247^m3$ que la vitesse est grande. Nous calculons sur les données du même tableau, les vitesses moyennes W_0 à 0° que l'onde présente, successivement, pour le même chemin parcouru $2L$, après des réflexions successives aux deux extrémités fermées. Les départs et les arrivées sont alors marqués par la même membrane, et les différences observées dans les vitesses ne peuvent provenir que de la diminution d'intensité de l'onde. Nous avons ainsi :

$W =$	340^m47	338^m80	338^m51	338^m66
$W_0 =$	333,44	331,77	331,48	331,63
$W_0' =$	332,60	330,93	330,64	330,79

La première vitesse est beaucoup plus grande que les suivantes; cela doit être puisqu'elle se rapporte au premier parcours où l'onde a son maximum d'intensité, immédiatement après le départ du coup, et qu'elle se trouve d'ailleurs sous l'influence de la force de projection dont j'ai parlé (p. 45).

On trouve, en outre, sur toutes les bandes, deux marques qui ne peuvent provenir que de réflexions partielles sur des obstacles qui ne nous sont pas définis d'avance; nous les inscrivons dans le tableau suivant :

SECOND TABLEAU. — *Ondes secondaires.*

Numéro des bandes.		
1	218,3	749,0
2	218,1	748,5
3	218,2	748,1
4	218,1	748,8
5	218,45	749,55
6	218,0	748,4
7	218,0	748,2
8	217,6	747,75
Moyennes =	218,09	748,54

Deuxième série.

Le gros robinet-vanne est fermé. Tir au pistolet comme dans la première série. La membrane reste exactement dans les mêmes conditions. La charge de poudre reste la même $= 2^{gr}40$.

PREMIER TABLEAU. — *Ondes principales.*

La température de l'intérieur du tuyau est 11°45, $f = 10^{mm}06$, H = 749,0.
La double oscillation du pendule vaut 101,92 vibrations doubles du diapason.
Distance de la membrane au butoir = $1^{mm}0$.

Numéro des bandes.	$2L = 3247^m3$.	$4L = 6494^m60$.	$6L = 9741^m9$.	$8L = 12989^m2$.
1	485,5	973,15	»	»
2	486,35	974,35	1462,65	1951,05
3	485,5	973,0	1460,6	»
4	486,1	973,7	1462,0	»
5	486,7	975,0	1464,7	»
6	487,2	975,7	1465,6	»
7	485,55	973,3	1462,0	»
8	486,5	974,8	1463,9	»
Moyennes =	486,23	974,12	1462,68	1951,05
$V =$	340^m34	339^m76	339^m40	339^m27
$V_0 =$	333,40	332,82	332,46	332,33
$V_0' =$	332,56	331,98	331,62	331,49
$W =$	340,34	339,18	338,71	338,85
$W_0 =$	333,40	332,24	331,77	331,91
$W_0' =$	332,56	331,40	330,93	331,07

SECOND TABLEAU. — *Ondes secondaires.*

Numéro des bandes.	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	»	538,1	»	704,55	747,6	»	»	»	»
2	218,15	»	596,55	705,55	748,6	1193,65	1236,95	1681,90	1725,25
3	217,4	538,35	»	703,35	747,2	»	1234,9	»	»
4	»	»	»	»	»	»	1236,6	»	»
5	218,4	»	»	»	»	1194,5	1237,5	»	»
6	219,1	»	»	»	»	»	»	»	»
7	»	»	»	»	748,05	»	»	»	»
8	218,4	»	»	»	748,2	»	»	»	»
Moyennes	218,29	538,23	596,55	704,48	747,93	1194,07	1236,49	1681,90	1725,25

Je réunis en un seul tableau les résultats des deux séries pour les ondes principales :

Dans l'air humide à 0°.

	2L=3247m3.	4L=6494m6.	6L=9841m9.	8L=12989m2.
1re série.. $V_0 =$	333m44	332m63	332m25	332m10
2e série.. $V_0 =$	333,40	332,82	332,46	332,33

Dans l'air sec à 0°.

1re série.. $V_0' =$	332m60	331m79	331m41	331m26
2e série.. $V_0' =$	332,56	331,98	331,62	331,49

Ces nombres s'accordent aussi complétement qu'on peut le désirer. De plus on reconnaît que, dans cette conduite à grande section, la vitesse moyenne de propagation diminue encore sensiblement à mesure que la longueur du chemin parcouru augmente, mais cette diminution est bien moins rapide que pour nos conduites de plus petite section.

Nous pouvons comparer de même les vitesses de propagation W_0 dans les deux séries pour les ondes qui parcourent toujours le même chemin 2L entre deux retours successifs sur la même membrane. Nous avons alors

Dans l'air humide à 0°.

1re série..	$W_0 = 333^m44$	331^m77	331^m48	331^m63
2e série..	$W_0 = 333,40$	332,24	331,77	331,91

Dans l'air sec à 0°.

1re série..	$W_0' = 332^m50$	330^m93	330^m64	330^m79
2e série..	$W_0' = 332,56$	331,40	330,93	331,07

Quant aux ondes secondaires que l'on trouve sur les bandes, on ne peut pas les expliquer par des réflexions que l'onde aurait subies sur quelques-unes des courbures de la ligne que j'ai signalées (page 228). Ces réflexions doivent se faire sur des obstacles qui existent accidentellement dans la conduite. Ainsi, supposons qu'il y ait un plan réfléchissant à une distance $l = 726^m8$ de l'orifice A; il donnera lieu à des ondes réfléchies qui reviendront en A, après avoir parcouru les chemins

$2l =$	1453^m5	et qui correspondraient à	218,1	vibrations doubles du diapason.
$2L + 2l =$	4700,8	d°	705,3	d°
$4L + 2l =$	7948,1	d°	1192,5	d°
$6L + 2l =$	11195,4	d°	1679,7	d°

Or ces quatre marques se trouvent précisément sur les bandes de notre dernière série; elles forment les colonnes 1,

4, 6, 8 du deuxième tableau, cela rend l'existence de notre réflecteur hypothétique infiniment probable.

Mais si ce réflecteur a peu d'épaisseur, il peut réfléchir par son autre face, et vers le robinet-vanne, des ondes qui ont déjà subi une, deux ou trois réflexions sur cette vanne, et qui reviennent ainsi marquer sur la membrane A. Les ondes auraient alors parcouru les chemins

$2L - 2l =$	1793m8	qui correspondent à	269,1	vibrations doubles du diapason.
$4L - 2l =$	5041,1	d°	756,4	d°
$6L - 2l =$	8288,4	d°	1243,6	d°
$8L - 2l =$	11535,7	d°	1731,0	d°

On trouve sur les bandes des nombres de vibrations qui ne s'éloignent pas beaucoup de ceux qui sont inscrits dans ce tableau; cependant les différences sont trop grandes pour qu'on puisse admettre que les marques ont cette origine. Il faut supposer que cette seconde face réfléchissante est à une distance $l' = 753^{m}0$ de l'origine A ; on aurait alors des ondes qui, en arrivant sur la membrane A, auraient parcouru les chemins

$2L - 2l' =$	1741m0	et qui correspondraient à	261,2	vibrations doubles du diapason.
$4L - 2l' =$	4988,4	d°	748,5	d°
$6L - 2l' =$	8235,7	d°	1235,7	d°
$8L - 2l' =$	11483,0	d°	1723,1	d°

Or toutes ces ondes, à l'exception de la première, se trouvent sur les bandes de la deuxième série; elles sont inscrites dans les colonnes 5, 7, 9 du deuxième tableau.

L'existence d'un obstacle réfléchissant situé à la distance de 753^{m} de l'origine A devient donc très-probable.

Sur le tableau des ondes secondaires, il ne reste que deux marques 538,23 et 596,55 qui ne soient pas expliquées par les deux obstacles dont j'ai admis l'existence. La première marque se trouve sur deux bandes; elle doit donc provenir d'une onde qui chemine réellement dans la conduite. Mais la seconde qui ne se trouve que sur une seule bande peut provenir d'un courant d'air accidentel dans l'atmosphère extérieure; on peut donc la négliger.

EXPÉRIENCES SUR LA LIGNE ENTIÈRE DE 4886m45.

On a ouvert complétement le robinet-vanne; ainsi le son peut parcourir toute la longueur de la ligne des tuyaux jusqu'à l'extrémité G fermée en amont, c'est-à-dire une longueur $L' = 4886^{m}45$. Les chemins parcourus par les ondes principales sont alors

$$
\begin{aligned}
2L' &= 9772^{m}90\\
4L' &= 19545,80\\
6L' &= 29318,7\\
8L' &= 39091,6\\
10L' &= 48864,5\\
12L' &= 58637,4
\end{aligned}
$$

Toutefois il est bon de remarquer que, par le mode de construction de la vanne qu'il est facile de comprendre à l'inspection de la figure 18, planche III, il arrive souvent qu'en soulevant la vanne on n'ouvre pas complétement, et qu'il reste une petite portion de paroi réfléchissante qui occasionne le retour vers A d'une onde faible. Cette circonstance ne s'est pas présentée sur la conduite actuelle.

La charge de poudre reste la même que pour les expériences faites sur la première portion de la conduite; elle est égale à $2^{gr}40$.

Première série (7 juin).

La membrane fonctionne encore par la mise en contact, comme dans les expériences précédentes.

La double oscillation du pendule vaut 101,91 vibrations du diapason.
Température des tuyaux = 11°45, $f = 10^{mm}08$, H = 753,5.
Distance de la membrane au butoir $1^{mm}0$.

PREMIER TABLEAU. — *Ondes principales.*

Numéros des bandes.	2L' = 9772,9.	4L' = 19545,8.
1	1464,7	»
2	1467,4	»
3	1465,9	2935,7
4	1466,2	2936,0
5	1465,1	»
6	1465,1	»
7	1464,0	»
8	1463,35	»
Moyennes	1465,22	2935,85
$V =$	$339^{m}87$	$339^{m}23$
$V_0 =$	332,93	332,29
$V_0' =$	332,10	331,45
$W =$	339,87	338,62
$W_0 =$	332,93	331,68
$W_0' =$	332,10	330,85

On ne trouve sur les bandes que la marque d'une seule onde secondaire, qui proviendrait d'une réflexion partielle sur le premier obstacle hypothétique, à la distance de $726^{m}8$.

SECOND TABLEAU. — *Ondes secondaires.*

Numéro des bandes.		$2l = 1453^m5$.
1		218,0
2		219,2
3		218,5
4		218,6
5		217,0
6		219,1
7		217,2
8		»
	Moyenne	218,23

Deuxième série (7 juin).

Dans la série précédente, le retour de l'onde sur la membrane A était marqué par la mise en contact, c'est-à-dire par l'établissement d'un courant galvanique. Dans cette seconde série, on fait marquer ce retour par une rupture de contact, en d'autres termes, par une interruption d'un courant existant. On ajuste pour cela sur la membrane le petit système pendulaire décrit page 40, et représenté planche II, fig. 15, 16, 17 et 18.

Le plus grand embarras de ce système marqueur est sa grande sensibilité; le contact du pendule sur le disque métallique de la membrane ne reste persistant que s'il y a repos absolu, non-seulement à l'intérieur des tuyaux, mais encore dans l'air ambiant. Or cette dernière condition est souvent difficile à réaliser dans les circonstances défavorables où

l'on doit faire les expériences. On diminue la sensibilité du pendule en augmentant sa masse, ou en le faisant presser plus fortement sur le disque de la membrane. Pour les expériences dont je vais donner les résultats, le petit pendule pesait 1 gramme.

Température de l'air dans le tuyau 11°45, $f = 10^{mm}08$, $H = 753,8$.
La double oscillation du pendule vaut 101,89 doubles vibrations du diapason.

Ondes principales.

Numéros des bandes.	$2L' = 9772^{m}9$	$4L' = 19545^{m}8$
1	1465,5	2938,1
2	1465,15	2934,2
3	1465,6	»
4	1465,1	»
Moyennes =	1465,34	2936,15
$V =$	$339^{m}78$	$339^{m}14$
$V_0 =$	332,84	332,20
$V_0' =$	332,01	331,37
$W =$	339,78	338,57
$W_0 =$	332,84	331,63
$W_0' =$	332,01	330,80

Dans les deux dernières expériences, on était gêné par des courants d'air qui surgissaient brusquement et mettaient la membrane en vibration. On a été obligé de diminuer la sensibilité du système, en faisant presser plus fortement le pendule sur le disque métallique de la membrane.

Aussi l'onde 4 L' n'a plus marqué ; par la même raison on ne trouve plus les marques des ondes secondaires.

Les expériences de cette série ont été faites principalement pour reconnaître si les vitesses de propagation du son, quand on fait marquer la membrane par rupture de contact, sont plus grandes ou plus petites que celles que l'on obtient par la même membrane, quand elle marque la mise en contact comme dans la troisième série. Or ces vitesses sont presque identiques.

Les bandes 3 et 4 ont été obtenues avec le pendule rendu moins sensible. Cependant leurs nombres dans la première colonne sont les mêmes que ceux des deux premières bandes. Ainsi une différence notable dans la sensibilité du pendule n'exerce pas une influence sensible sur la vitesse de propagation. Mais le manque de sensibilité empêche la marque des ondes faibles.

Troisième série (7 juin).

Tout reste disposé comme pour les expériences précédentes, mais on fait marquer la membrane par la mise en contact; de plus, on cherche à augmenter sa sensibilité en lui donnant plus de tension, et en diminuant la distance du butoir au disque métallique de la membrane.

Température moyenne des tuyaux 11°30, $f = 9^{mm}99$, $H = 753,9$.
La double oscillation du pendule vaut 101,813 oscillations du diapason.
Distance de la membrane au butoir = $0^{mm}5$.

PREMIER TABLEAU. — *Ondes principales.*

Numéro des bandes.	Chemins parcourus. 2L' = 9772,9.	4L' = 19545,8.	6L' = 29318,7.
1	1462,6	2927,7	»
2	1462,95	2928,2	»
3	1462,4	2927,7	»
4	1463,2	2928,5	4400,6
5	1463,05	»	»
6	1463,2	»	»
7	1463,0	2928,6	4396,5
8	1462,4	2927,3	»
9	1462,8	2928,25	»
10	1462,7	2928,3	»
11	1463,5	2929,6	»
12	1464,0	2930,3	4401,6
Moyennes =	1462,90	2928,44	4399,6
$V =$	340^m08	339^m78	339^m24
$V_0 =$	333,22	332,92	332,28
$V_0' =$	332,39	332,09	331,45
$W =$	340,08	339,45	338,16
$W_0 =$	333,22	332,59	331,30
$W_0' =$	332,39	331,76	330,47

Si l'on compare les vitesses de la troisième série avec celles que la première nous a données, on trouve qu'elles sont un peu plus grandes; mais la différence est faible. Cette augmentation apparente de vitesse peut être attribuée en partie au plus grand rapprochement du butoir de la membrane.

En outre de ces ondes principales, on trouve sur les

bandes un grand nombre de marques faites par des ondes secondaires qui proviennent de réflexions partielles sur des obstacles dont je ne puis pas préciser la position. Je les réunis dans le tableau suivant :

SECOND TABLEAU. — *Ondes secondaires.*

Numéro des bandes.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	218,1	»	»	»	»	1107,3	»	1682,4	»	»
2	218,35	»	»	817,4	»	»	»	»	»	»
3	217,8	432,1	447,6	817,2	911,7	1107,1	1247,7	1682,3	»	»
4	218,3	433,1	»	»	»	1107,8	»	»	»	»
5	218,3	432,9	»	»	»	1107,6	»	1683,8	»	»
6	218,6	»	»	»	»	»	»	»	»	»
7	218,4	»	»	»	»	»	»	»	»	»
8	218,05	»	»	»	»	1106,4	»	»	4057,2	»
9	218,10	»	»	»	»	»	»	»	»	»
10	218,10	»	»	»	»	1107,6	»	»	»	4440,5
11	218,4	»	»	»	»	1107,5	»	»	»	4440,1
12	218,4	»	»	»	»	1108,3	»	»	»	»
Moyennes =	218,24	432,7	447,6	817,3	911,7	1107,48	1247,7	1682,63	4057,2	4440,3

Quelques-unes de ces ondes secondaires doivent être attribuées aux obstacles réflecteurs dont j'ai supposé l'existence pour expliquer celles que nous avons trouvées dans nos expériences avec la vanne fermée, et qui doivent agir également quand cette vanne est ouverte. Ainsi le réflecteur situé à 726^{m}8 de l'orifice A enverra sur la membrane A des ondes qui ont parcouru les chemins

$2l =$ 1453^{m}6	correspondant à	218,1	vibrations doubles du diapason.
$2L' + 2l =$ 11226,4	d°	1683,3	d°
$4L' + 2l =$ 20999,3	d°	3146,5	d°
$6L' + 2l =$ 39772,2	d°	4617,7	d°

Les deux premières se trouvent en effet nos 1 et 8 sur les bandes dans les colonnes 1 et 8 du tableau; les deux dernières sont probablement trop faibles pour marquer.

Le second obstacle réfléchissant en arrière, et qui se trouve à la distance $l' = 753^m0$ donnerait des ondes qui parcourraient les chemins

$2L' - 2l' =$ 826m67	correspondant à	1240,3	vibrations doubles du diapason.
$4L' - 2l' =$ 18039,6	d°	2703,5	d°
$6L' - 2l' =$ 27812,5	d°	4174,7	d°

La première seule se trouve sur une des bandes dans la colonne 7 du tableau (page 245). Ainsi pour expliquer toutes les ondes secondaires que l'on trouve sur les bandes, il faudrait admettre l'existence de un ou de plusieurs obstacles au-delà du robinet-vanne.

Quatrième série (9 juin).

Toutes les expériences de cette nouvelle série ont été faites spécialement pour reconnaître l'influence que la distance du disque de la membrane à son butoir exerce sur la vitesse que l'on trouve pour la transmission des ondes. La membrane est toujours celle de 0m30 qui a servi pour les séries précédentes, et elle marque par mise en contact.

1.

On a fait d'abord deux expériences en approchant le butoir aussi près que possible, c'est-à-dire à environ $\frac{1}{2}$ millimètre; on a eu ainsi un grand nombre de marques, surtout

pour les ondes secondaires. Je les transcris dans les deux tableaux suivants :

PREMIER TABLEAU. — *Ondes principales.*

La température du tuyau est 11°55, $f = 10^{mm}15$, $H = 752,5$.
La double oscillation du pendule vaut 101,793 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	$2L' = 9772^m9$.	$4L' = 19545^m8$.	$6L' = 29318^m7$.
1	1461,8	1926,6	4392,5
2	1461,7	2926,5	4392,3
Moyennes =	1461,75	2926,55	4392,4
V =	340^m43	340^m09	339^m88
V_0 =	333,43	333,09	332,88
V_0' =	332,59	332,25	332,04
W =	340,43	339,57	339,32
W_0 =	333,43	332,57	332,32
W_0' =	332,59	331,73	331,48

SECOND TABLEAU. — *Ondes secondaires.*

Avec ces ondes principales, il y a eu beaucoup d'ondes secondaires; je les inscris dans le tableau suivant :

Numéro des bandes.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	217,8	361,5	432,0	480,0	816,75	1106,5	1680,9	1815,3	1949,6	2439,75	2571,6	2702,0
2	217,6	361,0	431,5	479,6	816,50	1105,8	1680,8	1815,2	1949,5	2439,75	2571,3	2701,9
Moyennes	217,7	361,25	431,75	479,8	816,62	1106,1	1680,85	1815,25	1949,55	2439,75	2571,45	2701,95

Plusieurs de ces ondes secondaires proviennent des deux obstacles réflecteurs que j'ai admis précédemment. Ainsi les colonnes 1, 7, 12 sont dans ce cas; mais pour les expliquer

toutes, il faudrait encore admettre d'autres causes de réflexion.

II.

On écarte beaucoup le butoir de la plaque de la membrane, la distance est maintenant de plus de 1 millimètre; on n'a plus que deux retours de l'onde, mais ils sont encore fortement marqués tous deux. Pour économiser le papier noirci, je ne reçois sur la bande que la première marque. On n'a plus de marque des ondes secondaires, qui sont trop faibles pour établir le contact.

Numéro des bandes.	$2L' = 9772^m9$.
1	1462,3
2	1462,5
Moyenne =	1462,4

$$V = 340^m10$$
$$V_0 = 333,10$$
$$V_0' = 332,26$$

La vitesse de transmission pour la première onde est un peu plus faible que dans le premier cas, mais la différence est très-petite, bien que l'écart du butoir soit quatre fois plus considérable.

III.

On double encore l'écart du butoir de la membrane; ainsi l'intervalle est de plus de 2 millimètres. La seconde onde marque encore, mais faiblement. On ne recueille sur le papier noirci que la première marque.

Numéro des bandes.	2L' = 9772m9.
1	1462,0
2	1462,3
Moyenne =	1462,15

$V = 340^m20$
$V_0 = 333,20$
$V_0' = 332,36$

La vitesse que nous trouvons ici est un peu plus grande, bien que l'écart du butoir soit double.

La comparaison de ces trois groupes d'expériences montre, en tous cas, que, *quand l'écartement du butoir au disque en platine de la membrane varie de $\frac{1}{2}$ de millimètre à 2 millimètres, la vitesse de propagation du son, pour de si grands trajets, en est à peine modifiée dans nos tuyaux de grand diamètre.*

Cinquième série (12 juin).

Pour cette série, on remplace la membrane en caoutchouc mince par une autre beaucoup plus épaisse; on veut s'assurer si cette plus grande épaisseur et une plus forte masse de la membrane altéreront sensiblement la vitesse de propagation ainsi que nous l'avons trouvé, page 194, pour des conduites de plus petit diamètre. Mais on opère par rupture de contact, tandis que dans les expériences de la page 194 on opérait par établissement de contact.

I.

Dans les deux premières expériences, on adapte au centre de la membrane un disque en laiton *ab* (fig. 7, planche III), au

centre duquel est soudée une tige métallique *cd* au milieu de laquelle on a soudé trois pointes *i*, *i*, *i*, dont les extrémités sont sur un même plan vertical. Le disque ainsi monté communique avec la terre. Le pendule se compose d'un petit disque de laiton *ef* soudé à deux fils minces de laiton *em* disposés exactement comme pour le pendule (fig. 16, planche II). Ce petit disque est percé d'une ouverture centrale assez large pour laisser passer facilement la tige *cd*. Le disque qui communique ainsi avec la ligne télégraphique s'appuie sur les trois pointes *i*, *i*, *i* de la tige *cd*, et marque alors le contact sur la bande. Mais quand l'onde vient frapper la membrane, le disque est lancé, et le contact est rompu. Le disque ne s'échappe pas, parce qu'il est arrêté par une petite lame de liége *kl* qui a été fixée à l'extrémité de la tige. Ce petit pendule convient très-bien à ce genre d'expériences; il est très-sensible et facile à régler.

Les deux expériences faites avec ce système sont inscrites dans le tableau suivant : on ne recueille pas d'ondes secondaires.

Température du tuyau 11°55, $f = 10^{mm}15$, H = 752,3.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	2L' = 9772m9.	4L' = 19545m8.
1	1462,2	2927,6
2	1463,0	2928,5
Moyennes =	1462,6	2928,05
V =	340m10	339m78
V_0 =	333,10	332,78
V_0' =	332,26	331,94
W =	340,10	339,41
W_0 =	333,10	332,41
W_0' =	332,26	331,57

II.

On ajuste maintenant sur la même membrane le petit disque de platine ordinaire, et l'on prend pour pendule une lame très-mince en cuivre rouge qui remplace les fils métalliques *mpn* de la figure 16, planche II, et qui est terminée par un petit cylindre de cuivre, lequel pose sur le disque de platine pour établir le contact. Ce système de pendule est beaucoup moins mobile que celui qui a été employé précédemment; aussi le second retour ne marque plus. Nous avons obtenu ainsi :

Numéro des bandes.	$2L' = 9772^m9$.
1	1464,0
2	1463,52
Moyenne =	1463,76

$$V = 339^m82$$
$$V_0 = 332,82$$
$$V_0' = 331,98$$

III.

On remplace la membrane épaisse par une membrane mince; on opère encore par rupture de contact, mais on ajuste un petit pendule à punaise, très-sensible, qui ne diffère du pendule que nous avons décrit page 38 qu'en ce que la pièce *p* (fig. 16, pl. II) est remplacée par une petite punaise en métal, dont la pointe s'appuie sur le disque métallique de la membrane. La figure 8, planche III, représente cette disposition.

Température du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$, $H = 752,5$.
La double oscillation du pendule vaut 101,85 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	$2L' = 9772^m9$.
1	1463,4
2	1463,3
3	1462,9
4	1462,75
Moyenne =	1463,09

$V = 340^m16$
$V_0 = 333,02$
$V_0' = 332,17$

IV.

Enfin, on dispose la membrane mince de manière à marquer par contact. L'écart entre la pointe du butoir et le disque de platine est de $\frac{1}{2}$ millimètre; on a alors :

Température dans l'intérieur des tuyaux 11°55, $f = 10^{mm}15$, $H = 752,4$.
La double oscillation du pendule vaut 101,747 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	$2L' = 9772^m9$.	$4L' = 19545^m8$.	$6L' = 29318^m7$.
1	1461,3	2926,1	»
2	1461,8	2927,7	4398,7
3	1461,5	2927,0	»
4	1461,6	2926,2	4397,7
5	1461,5	2926,2	4402,0
Moyennes =	1461,54	2926,64	4399,47
$V =$	340^m17	339^m76	339^m02
$V_0 =$	333,17	332,76	332,02
$V_0' =$	332,33	331,92	331,18
$W =$	340,17	339,35	337,65
$W_0 =$	333,17	332,35	330,65
$W_0' =$	332,33	331,51	329,81

On trouve en outre sur les bandes les marques de la première onde secondaire.

Numéro des bandes.	$2l = 1453^{m}5$.
1	»
2	218,0
3	218,1
4	217,9
5	218,5
Moyenne =	218,12

L'ensemble de ces expériences montre que la vitesse de propagation de la première onde de retour n'a été influencée, d'une manière appréciable, ni par le plus ou moins de sensibilité de la membrane ni par les diverses modifications que l'on a faites au système qui marque les arrivées des ondes. Ainsi le plus ou moins de sensibilité de la membrane exerce beaucoup moins d'influence dans les conduites de grand diamètre que dans les conduites étroites.

Sixième série (17 juin).

On s'est proposé, dans cette sixième série, de chercher la vitesse de propagation de l'onde que l'on produit par une compression vive de l'air à l'aide du *piston frappeur*. On a voulu décider par des expériences faites sur de longs parcours, et dans des tuyaux de très-grande section, si cette vitesse est réellement moindre que celle que l'on trouve pour l'onde produite par un coup de pistolet. L'appareil est le même que celui qui a été employé sur la ligne des tuyaux de Choisy-le-Roi, et dont j'ai donné une description détaillée page 55.

La bride AD du bout du tuyau de fonte ABCD (planc. II, fig. 24) est fixée, à l'aide de boulons, sur la grande plaque

de tôle qui ferme l'orifice A de la ligne des tuyaux. Mais il faut remarquer que le piston n'a que 0^m20 de diamètre, et qu'il opère sur une ligne de tuyaux dont le diamètre est de 1^m10; ainsi l'onde produite ne peut plus être considérée comme plane dès le départ, comme nous l'avons admis pages 55, 148 et 212 pour des expériences où le piston avait la même section que la ligne des tuyaux.

I.

Onde produite par un coup de pistolet.

On enlève la cloche en fonte EFGH, et sur l'orifice BC de la tubulure ABCD on fixe une planche percée d'une ouverture centrale dans laquelle on engage le pistolet à l'aide d'un bouchon.

Membrane latérale du diamètre de 0^m15, marquant par rupture de contact, à l'aide du pendule punaise.

La température à l'intérieur des tuyaux est 11°55, $f = 10^{mm}5$, $H = 763,0$.
La double oscillation du pendule vaut 101,817 vibrations doubles du diapason.

La première onde de retour marque seule, ainsi l'onde est faible.

Chemin parcouru.

Numéro des bandes.	$9L = 9773^m5$.
1	1462,45
2	1463,1
3	1463,2
4	1462,85
Moyenne =	1462,90

$V = 340^m11$
$V_0 = 333,11$
$V_0' = 332,27$

II.

Onde produite par le pistolet à poudre.

Tout reste disposé comme pour I; mais la membrane marque par contact, le butoir étant à 1 millimètre de la plaque métallique de la membrane. On obtient ici jusqu'à trois retours d'onde, mais on ne recueille sur la bande que les deux premiers.

On a encore :

Température du tuyau 11°55, $f = 10^{mm}15$, H = 763,0.
Double oscillation du pendule = 101,817 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	2L = 9773^m5.	4L = 19547^m0.	
1	1463,1	2930,2	
2	1463,2	»	illisible.
3	1462,8	2930,0	
Moyennes =	1463,3	2930,1	
$V =$	340^m03	339^m61	
$V_0 =$	333,09	332,61	
$V_0' =$	332,25	331,77	
$W =$	340,09	339,12	
$W_0 =$	333,09	332,09	
$W_0' =$	332,25	331,28	

La vitesse de propagation de l'onde qui a parcouru le chemin 2L est donc exactement la même, qu'on la mesure par établissement ou par rupture de contact. Elle ne diffère pas de celles que nous avons trouvées dans les expériences précédentes.

III.

Onde produite par le piston frappeur.

On enlève la plaque de tôle qui ferme l'orifice BC de la

grosse tubulure en fonte ABCD (fig. 24, pl. II), et l'on adapte sur cette tubulure la cloche en fonte EFGH qui constitue le piston frappeur.

Les arrivées de l'onde sont toujours marquées par la membrane latérale NN', munie du petit pendule punaise; ainsi elle marque par rupture de contact. Dans toutes les expériences, le piston parcourt 20 millimètres.

La première onde de retour marque seule, ce qui prouve que l'onde est beaucoup plus faible.

Température de l'intérieur du tuyau = $11°,55$, $f = 10^{mm}15$, $H = 763,2$.

La double oscillation du pendule vaut 101,842 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Chemin parcouru. $2L = 9773^m5$.
1	1466,0
2	1464,5
3	1466,1
4	1465,9
5	1466,2
6	1467,2
7	1466,0
8	1466,25
9	1466,5
10	1466,7
11	1466,55
12	1464,5
13	1464,6
14	1464,8
15	1464,9
16	1464,75
Moyenne =	1465,7

$V = 339^m56$
$V_0 = 332,56$
$V_0' = 331,72$

Ainsi la vitesse de propagation de l'onde produite par le

piston frappeur est sensiblement moindre que celle de l'onde donnée par le pistolet à poudre. On ne peut l'attribuer qu'à sa moindre intensité. Ce résultat est d'accord avec ce que nous avons trouvé sur les conduites de plus petites sections, mais pour ces dernières les vitesses présentaient des différences plus grandes.

Septième série (18 juin).

On laisse la grosse tubulure en fonte ABCD montée sur la plaque de tôle qui ferme l'extrémité A de la ligne; mais on ôte l'appendice EFGH avec le piston-frappeur. On ajuste sur la bride *ii'* une plaque portant une coulisse qui glisse dans des rainures. Cette coulisse porte une ouverture dans laquelle on peut ajuster le canon du pistolet pour produire l'onde, un fil métallique tendu sur la bouche du canon marquant le départ. Lorsque le coup est parti, on amène devant l'orifice BC une tubulure de 0^m15 garnie d'une membrane du même diamètre, et disposée pour marquer par mise en contact. Ainsi la membrane, dans ce cas, est parallèle à la plaque de fond et perpendiculaire à l'axe du tuyau, tandis que, dans les expériences de la série 6, la membrane latérale NN' est parallèle à l'axe du tuyau. On donne à cette membrane le maximum de sensibilité, et l'on rapproche même, successivement, le butoir de la plaque, afin de recueillir les marques des ondes très-affaiblies. Je suis parvenu à noter ainsi jusqu'à 10 retours; la dernière onde avait donc parcouru près de 100 kilomètres. J'ai vainement cherché à recueillir toutes ces marques sur une même bande de papier; je n'ai réussi

qu'une seule fois à recueillir six retours, et la bande de papier n'avait pas moins de 27 mètres de long. Tout le monde comprendra la difficulté qu'on éprouve à manœuvrer une bande noircie au noir de fumée et humide, d'une telle longueur, quand il faut la fixer à la gomme laque à mesure que l'appareil la dévide, et qu'il faut ensuite l'étendre en plein air pour la sécher. Le vent me gênait beaucoup pendant cette journée; il arrachait et déchirait les bandes humides avant qu'on parvînt à les étendre sur le sol.

Température de l'intérieur du tuyau 11°8, $f = 10^{mm}32$, $H = 761,3$.
La double oscillation du pendule vaut 101,828 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	$2L = 9773^{m}5$.	$4L = 19547^{m}0$.	$6L = 29320^{m}5$.	$8L = 39094^{m}$.	$10L = 48867^{m}5$.	$12L = 58641^{m}0$.
1	1461,85	2926,05	»	»	»	»
2	1462,15	2927,35	»	»	»	»
3	1462,0	2926,8	4394,2	»	»	»
4	1462,2	2926,7	4393,1	»	»	»
5	1461,8	2926,5	4393,7	»	»	»
6	1461,75	2926,35	4393,45	5863,35	7334,75	8813,75
Moyennes =	1461,96	2926,62	4393,61	5863,35	7334,75	8813,75
V =	$340^{m}39$	$340^{m}07$	$339^{m}79$	$339^{m}48$	$339^{m}22$	$338^{m}76$
V_0 =	333,25	332,93	332,65	332,34	332,08	331,62
V_0' =	332,41	332,09	331,81	331,50	331,24	330,78

La diminution successive de la vitesse moyenne de propagation, à mesure que le chemin parcouru devient de plus en plus grand, est ici très-sensible. On ne peut pas l'attribuer à l'inertie de la membrane, car les retards que nous avons trouvés page 81 pour la membrane établie dans des conditions entièrement semblables à celles où elle fonctionne dans les expériences actuelles, auraient une influence entièrement

négligeable sur la valeur de la vitesse, surtout avec le rapprochement successif du marqueur.

Cette diminution est également très-notable quand on calcule les vitesses pour un même chemin parcouru $2L = 9773^{m}5$, après les diverses réflexions qu'elle subit aux deux extrémités, ainsi qu'on le reconnaît sur le tableau suivant :

$W =$	$340^{m}39$	$339^{m}73$	$339^{m}20$	$338^{m}58$	$338^{m}18$	$336^{m}45$
$W_{o} =$	333,25	332,59	332,06	331,44	331,04	329,31
$W_{o}' =$	332,41	331,75	331,22	330,60	330,20	328,47

Résumé des expériences dans la conduite de $1^{m}10$ de Villemonble.

1° Toutes les expériences faites dans la longue conduite de Villemonble démontrent, avec évidence, que *la vitesse de propagation des ondes diminue avec leur intensité*. Mais cette diminution est moins rapide que dans les conduites de plus petite section.

2° Sur les conduites de grand diamètre, et pour les longs parcours, la plus ou moins grande sensibilité de la membrane, obtenue en faisant varier sa distance au butoir, change très-peu la vitesse apparente de propagation. Ainsi, pour un même chemin parcouru $= 9773^{m}5$, l'onde produite par l'inflammation d'une même charge de poudre donne, sur une même membrane, avec écart variable du butoir, les vitesses suivantes :

		W.
Écart....	= 0^{mm}33	333^{m}43
Écart....	= 1,00	333,10
Écart....	= 2,00	333,20

3° L'onde produite par le piston-frappeur va un peu moins vite que celle qui est donnée par le coup de pistolet. Ainsi, pour le même parcours de 9773^{m}5, avec la même membrane munie d'un pendule-punaise, on a trouvé

	W.
Onde donnée par le coup de pistolet........	333^{m}11
Onde donnée par le piston-frappeur........	332,56

La différence doit être attribuée à la différence d'intensité des deux ondes.

4° On trouve sensiblement la même vitesse de propagation pour un même chemin parcouru et pour une même membrane, que l'on opère par rupture de contact ou par mise en contact, pourvu que dans ce dernier cas le butoir soit suffisamment rapproché. Nous avons trouvé en effet :

	Par mise en contact.		Par rupture de contact.	
	2L=9772^{m}9.	4L=19545^{m}8.	2L=9772^{m}9.	4L=19545^{m}8.
1re série....	332,93	331,68	»	»
2e série....	»	»	332,84	331,63
3e série....	333,09	332,12	333,11	»

5° Les vitesses moyennes V_0' de propagation d'une même onde dans l'air sec à 0°, depuis le départ de l'origine A jusqu'à ses arrivées successives sur la même membrane, sont inscrites dans les deux tableaux suivants :

PREMIÈRE PARTIE. — *Robinet-vanne fermé.* $L = 1623^m65$.

	$2L = 3247^m3$.	$4L = 6494^m6$.	$6L = 9741^m9$.	$8L = 12989^m2$.
1re série...	332,60	331,79	331,41	331,26
2e série...	332,56	331,98	331,62	331,49
Moyenne =	332,58	331,89	331,52	331,37

SECONDE PARTIE. — *Ligne entière.* $L = 4886^m45$.

	$2L = 9772^m9$.	$4L = 19545^m8$.	$6L = 29318^m7$.	$8L = 39091^m6$.	$10 = 48864^m6$.
1re série...	332,10	331,45	»	»	»
2e série...	332,01	331,37	»	»	»
3e série...	332,39	332,09	331,45	»	»
4e série...	332,59	331,73	331,48	»	»
»	332,26	»	»	»	»
»	332,36	»	»	»	»
5e série...	332,26	331,94	»	»	»
»	331,98	»	»	»	»
»	332,17	»	»	»	»
»	332,33	331,92	331,18	»	»
6e série...	332,27	»	»	»	»
»	332,25	331,77	»	»	»
7e série...	332,41	332,09	331,81	331,50	330,78
Moyennes =	332,25	331,79	331,48	331,50	330,78

Dans chacun de ces tableaux, la vitesse moyenne de propagation diminue à mesure que le chemin parcouru augmente. Mais si l'on compare les deux tableaux l'un à l'autre, on trouve qu'à égalité de chemin parcouru la vitesse est plus grande dans le second tableau que dans le premier. Ainsi dans le

premier tableau l'onde qui a parcouru le chemin $6L = 9741^m9$ a pour vitesse moyenne 331^m52; or cette vitesse est plus petite que 332^m25 que présente l'onde dans le deuxième tableau quand elle a parcouru un chemin à peu près égal $2L = 9772^m9$. Cela prouve seulement que l'onde s'affaiblit beaucoup par la réflexion; aussi s'éteint-elle plus vite dans une conduite courte que dans une conduite plus longue de même diamètre.

Dans la première portion de la conduite $L = 1623^m6$, une onde ne marque plus sur la membrane quand elle a parcouru un chemin $12L = 16236$ mètres, après avoir subi 11 réflexions sur les fonds fermés; tandis que dans la conduite entière une onde de même intensité marque encore après un chemin parcouru de 29319 mètres, mais elle n'a alors subi que 5 réflexions.

6° Je réunis également dans deux tableaux les valeurs W_0' des vitesses moyennes pour une onde qui parcourt, *successivement*, des chemins égaux dans l'air sec à 0° : ce parcours constant est

Pour le premier tableau.....	$2L = 3247^m3$
Et pour le second tableau....	$2L = 9772,9$

PREMIÈRE PARTIE. — *Robinet-vanne fermé.* $2L = 3247^m3$.

	$2L = 3247^m3.$	$4L = 6494^m6.$	$6L = 9741^m9.$	$8L = 12989^m2.$
1re série...	332,60	330,93	330,64	330,79
2e série...	332,56	331,40	330,93	331,07
Moyennes =	332,58	331,09	330,78	330,93

SECONDE PARTIE. — *Ligne entière.* $2L = 9772^m9$.

1re série...	332,10	330,85	»	»	»	»
2e série...	332,01	330,80	»	»	»	»
3e série...	332,39	331,76	330,47	»	»	»
4e série...	332,59	331,73	331,48	»	»	»
»	332,26	»	»	»	»	»
»	332,36	»	»	»	»	»
5e série...	332,26	331,57	»	»	»	»
»	331,98	»	»	»	»	»
»	332,17	»	»	»	»	»
»	332,33	331,51	329,81	»	»	»
6e série...	332,27	»	»	»	»	»
»	332,25	331,28	»	»	»	»
7e série...	332,41	331,75	331,22	330,60	330,20	328,47
Moyennes =	332,26	331,40	331,00	330,60	330,20	328,47

Ces tableaux montrent le décroissement successif de la vitesse : ce décroissement est d'abord très-rapide, mais il diminue vite, de sorte que la vitesse tend vers un minimum. C'est conforme avec ce que nous avons déjà trouvé sur les conduites de plus petit diamètre.

7° Nous pouvons comparer les vitesses de propagation de l'onde dans la première portion de conduite qui s'arrête au robinet-vanne, avec celles que nous avons trouvées sur la conduite de 0^m30 de la Route militaire, page 208, et qui a une longueur peu différente. Pour ces dernières expériences la charge de poudre était $1^{gr}50$, par conséquent moindre que celle de $2^{gr}40$ qui a été constamment employée sur la conduite de 1^m10 de Villemonble ; mais la section de cette

dernière conduite est treize fois plus grande. On a obtenu sur la conduite de $0^{m}300$:

	2L = $3810^{m}3$.	4L = $7620^{m}6$.	6L = $11430^{m}0$.	8L = $15240^{m}0$.
$V_0' =$	332,18	330,43	329,64	328,96
$W_0' =$	332,18	328,76	328,07	326,95

En comparant les vitesses V_0' et W_0' qui correspondent à peu près à des parcours égaux, on reconnaît que ces vitesses sont notablement moindres dans la conduite du petit diamètre $0^{m}300$. On en tire cette conclusion à laquelle nous sommes déjà arrivé, page 210, par la comparaison des expériences faites sur les deux conduites de la Route militaire, l'une du diamètre de $0^{m}108$, la seconde du diamètre $0^{m}300$: *la vitesse de propagation d'une onde dans un tuyau est d'autant moindre que le tuyau a un diamètre plus faible, et cette vitesse diminue, à mesure que le parcours augmente, d'autant plus rapidement que le tuyau a une plus faible section.*

EXPÉRIENCES FAITES DANS LE GRAND ÉGOUT COLLECTEUR DU BOULEVARD DE SÉBASTOPOL (juillet 1865).

J'ai pu utiliser pour mes expériences, en 1865, la longue conduite en fonte que l'on venait d'établir dans le grand égout collecteur du boulevard de Sébastopol pour distribuer dans Paris les eaux de la Dhuys.

Ces tuyaux sont semblables à ceux qui composent le grand syphon de Villemonble; ils ont comme eux 1^m10 de diamètre intérieur et sont réunis par des manchons en plomb extérieurs qui établissent une fermeture complétement hermétique. La ligne des tuyaux est soutenue par des colonnes en fonte, qui maintiennent l'arête inférieure à une distance constante de 1^m55 au-dessus du sol de la galerie. La portion de la ligne sur laquelle j'ai opéré s'étend depuis le quai de Gèvres jusqu'au Conservatoire des arts et métiers. Elle est rigoureusement rectiligne sur la plus grande partie de son parcours ; elle présente une légère courbure dans le plan horizontal à une petite distance du quai de Gèvres, et une seconde courbure verticale en passant sous la rue de Rivoli. Ce dernier arc vertical a une flèche de 1^m65 sur une corde de 43 mètres. Les deux courbures sont si faibles qu'elles ne peuvent guère influer sur le mouvement des ondes.

La station A de départ est à une petite distance de la

grande porte d'entrée de l'égout sur le quai de Gèvres; le local où j'ai installé mes appareils de mesure en est peu éloigné. L'extrémité ouverte A du tuyau est fermée par une plaque de forte tôle, percée d'un orifice central, dans lequel on ajuste le canon du pistolet.

A une distance de $26^{m}83$ de l'obturateur A se trouve une tubulure latérale B, sur laquelle on ajuste une membrane de caoutchouc.

Une seconde tubulure latérale C se trouve sur la ligne à $580^{m}56$ de A, au-dessous de la rue Rambuteau.

Enfin la seconde extrémité ouverte D de la ligne est à $961^{m}76$ de la station de départ, au-dessous du square du Conservatoire des arts et métiers. Elle est fermée par une plaque de tôle, munie à son centre d'une tubulure de $0^{m}30$, sur laquelle on tend une membrane de caoutchouc.

Un fil télégraphique isolé suit toute la ligne des tuyaux; à l'aide de commutateurs, on peut le mettre en communication avec l'une quelconque des stations A, B, C, D.

Ainsi nous distinguerons trois stations B, C, D, auxquelles on marquera l'arrivée des ondes sonores :

Distance de la station de départ A à la section qui passe par le centre de la membrane B...	$26^{m}83$
Distance de la station de départ A à la section qui passe par le centre de la membrane C...	580,36
Distance de la station de départ A à la station terminale D..........................	961,76

Toutes ces mesures ont pu être faites facilement et avec une grande exactitude.

Les membranes élastiques qui marquent l'arrivée de l'onde sont disposées comme celles de la figure 22, planche II. Elles ont 30 centimètres de diamètre; les petites plaques centrales

qui viennent frapper le butoir sont formées par de petits disques en platine de 20 millimètres de diamètre; leur surface est bien polie afin qu'on puisse juger, par réflexion, de leur distance au butoir. Un observateur spécial s'occupe de chaque membrane, et il la maintient constamment dans les conditions les plus convenables. Il place le butoir à une distance de $\frac{3}{4}$ à 1 millimètre du petit disque au commencement de chaque expérience; il le rapproche successivement pour les ondes de retour, et il augmente ainsi la sensibilité de sa membrane à mesure que les ondes s'affaiblissent. De cette façon on fait disparaître presque complétement la petite erreur due à l'inertie de la membrane, laquelle augmente à mesure que l'onde diminue d'intensité, quand on maintient constant l'écart de la membrane à son butoir (page 82).

La première arrivée de l'onde sur la membrane D donne un son intense hors du tuyau; la seconde onde qui a subi deux réflexions s'entend à peine. L'observateur le plus attentif n'entend plus l'arrivée des ondes suivantes, bien qu'elles agitent encore vivement la membrane.

La température est très-uniforme dans la grande galerie de l'égout; elle varie à peine dans l'espace de 24 heures. Les températures étaient relevées fréquemment sur trois thermomètres appliqués sur le grand tuyau :

Le premier à la distance de 30^m de la station A,
Le second auprès de la station C,
Le troisième près de la station D.

On peut admettre que l'air est toujours saturé d'humidité dans l'intérieur de la conduite.

Il est difficile de bien faire les expériences pendant la journée, à cause du mouvement continuel des ouvriers dans la galerie, et du roulement sur la voie ferrée des vagons chargés de boue. Toutes les expériences ont été faites pendant la nuit.

Première série d'expériences (14 août 1865).

L'onde est produite par un coup de pistolet chargé de $2^{gr}0$ de poudre ; le départ est annoncé, comme à l'ordinaire, par la rupture d'un fil tendu sur la bouche du canon. La membrane D est mise seule en communication avec la ligne télégraphique. Cette membrane de $0^{m}30$ est disposée comme le montre la figure 22, planche II.

Les marques données par la membrane D sont nombreuses pour chaque tir. Afin de les présenter d'une manière plus intelligible, je les inscrirai dans deux tableaux séparés. Le premier tableau comprendra l'arrivée de l'onde venant directement de A vers D, après avoir parcouru le chemin $L = 961^{m}76$, puis les retours successifs de cette même onde après des réflexions aux deux extrémités, c'est-à-dire après qu'elle a parcouru les chemins 3 L, 5 L, 7 L, 9 L, etc., etc. Je les appellerai *ondes principales* ou *marques principales*.

Dans le second tableau j'inscrirai les arrivées sur la membrane D de portions d'ondes qui ont subi une ou plusieurs réflexions sur des obstacles inconnus, ou dont la position n'est pas donnée d'avance. Je les appellerai *marques secondaires*.

PREMIER TABLEAU. — *Membrane D, marques principales.*

La double oscillation du pendule vaut 101,75 vibrations doubles du diapason.
La température moyenne du tuyau est de 18°9, $f = 16^{mm}24$, H = 755,1.

	Chemins parcourus.			
Numéro des bandes.	L = 961m76.	3L = 2885m28.	5L = 4808m80.	7L = 6732m32.
1	141,0	425,4	»	»
2	141,2	426,8	»	»
3	141,3	425,9	712,1	»
4	141,2	425,5	711,6	998,0
5	141,0	425,35	710,3	996,9
6	140,9	425,45	710,8	»
7	141,2	426,4	712,3	»
8	141,0	»	»	»
9	141,2	426,8	»	«
10	141,35	426,65	712,2	»
11	141,2	426,4	»	»
12	141,1	426,15	712,0	»
Moyennes	141,14	426,07	711,61	997,45
$V =$	346^m67	344^m51	343^m78	343^m37
$V_0 =$	335,24	333,15	332,44	332,05
$V_0' =$	333,90	331,81	331,10	330,70
$W =$	346,67	343,45	342,71	342,35
$W_0 =$	335,24	332,02	331,28	330,92
$W_0' =$	333,90	330,68	329,94	329,58

Outre les quatre marques que nous avons inscrites dans ce premier tableau, nous avons recueilli encore 7 marques secondaires qui proviennent de portions d'ondes réfléchies par des obstacles inconnus.

Si l'on suppose un obstacle réflecteur à une distance

$a =$ 386 mètres de la station de départ A, la membrane D pourra marquer les ondes qui ont suivi les chemins

$$L + 2a = 1733^{m}8$$
$$3L + 2a = 3657,3$$
$$5L + 2a - 5580,8$$
$$7L + 2a = 7504,3$$

Mais elle peut marquer aussi les ondes qui auraient parcouru les chemins

$$3L - 2a = 2113^{m}3$$
$$5L - 2a = 4036,8$$
$$7L - 2a = 5959,9$$
$$9L - 2a = 7883,3$$

On peut avoir également, par l'intermédiaire de l'obstacle a, des ondes réfléchies qui ont suivi les chemins

$$L + 4a = 2505^{m}7$$
$$3L + 4a = 4429,3$$
$$5L + 4a = 6352,8$$

Et enfin

$$5L - 4a = 3264^{m}5$$
$$7L - 6a = 4415,9$$
$$9L - 8a = 5567,3$$

$9L - 8a = 5567,3$ se confond sensiblement avec $5L + 2a = 5580,8$; de même $7L - 6a = 4415,9$ diffère peu de $3L + 4a = 4429,3$. Quand deux ondes arrivent sur la même membrane à des intervalles de temps si rapprochés, il est souvent difficile d'en distinguer les marques sur la bande, la figure de la première marque cachant partiellement celle de la seconde.

SECOND TABLEAU. — *Membrane D, marques secondaires.*

Numéro des bandes.	Chemins parcourus. L+2a=1733,8	L+4a=2505,8	5L—4a=3264,5	3L+2a=3657,3	7L—6a=4415,9		
1	256,1	371,0	»	»	»	»	»
2	256,65	371,7	»	»	»	»	»
3	256,4	371,3	486,7	542,65	657,8	773,0	888,6
4	256,3	371,1	486,1	542,30	657,1	772,75	888,1
5	255,8	370,9	486,6	541,7	656,6	»	887,4
6	255,9	371,1	486,1	542,1	657,55	772,0	»
7	256,4	371,5	487,2	542,7	658,1	»	»
8	256,9	371,9	»	»	»	»	»
9	256,9	372,1	487,2	»	»	»	»
10	256,9	372,0	»	»	»	»	»
11	256,35	371,4	»	»	»	»	»
12	256,20	372,2	»	»	»	»	»
Moyennes	256,40	371,5	486,65	542,29	657,43	772,58	888,03
V =	344m01	343m14	341m26	343m10	341m71		
V_0 =	332,65	331,78	329,90	331,74	330,35		

Ainsi presque toutes les ondes secondaires marquées par la membrane D s'expliquent par la présence d'un obstacle réfléchissant qui se trouverait à une distance de 386 mètres de la station de départ.

Deuxième série (16 août).

Cette deuxième série d'expériences se fait comme la première, à l'aide du pistolet chargé de 2gr0 de poudre; mais on met en service les deux membranes C et D.

Le tableau suivant renferme toutes les marques des bandes, comptées à partir de la rupture du fil du pistolet.

La double oscillation du pendule vaut 101,755 vibrations doubles du diapason. T = 18°6, f = 15mm94, H = 752,4.

1	2	3	4
85,25	85,3	85,1	85,4
141,35	141,3	141,3	141,4
198,0	198,1	198,0	198,4
256,65	256,6	256,5	256,6
313,55	313,72	313,5	314,5
369,75	369,8	369,5	370,2
426,30	426,6	426,5	426,1
482,65	482,8	482,5	483,1
542,55	542,6	542,5	542,7
599,85	600,2	599,9	602,2
655,35	655,5	655,1	656,6
711,25	711,8	711,45	712,0
768,95	769,0	769,2	769,6
828,45	828,7	828,4	Fin du rouleau.
887,85	888,0	»	»
941,55	941,7	941,3	»
997,15	997,9	997,3	»
1055,45	1055,7	1055,6	»
1114,15	1114,2	1114,2	»
»	1283,9	1284,0	»

Ces marques ont été faites, les unes par la membrane D, les autres par la membrane C ; nous allons les réunir par groupes, en suivant le même principe que pour la première série.

PREMIER TABLEAU. — *Membrane D, marques principales.*

	L = 961,76	3L = 2885,28	5L = 4808,80	7L = 6732,3	9L = 8655,8
1	141,35	426,30	711,25	997,15	»
2	141,3	426,6	711,8	997,9	1283,9
3	141,3	426,5	711,45	997,3	1284,0
4	141,4	426,1	712,0	»	»
Moyennes	141,34	426,37	711,62	997,45	1283,95
$V =$	$346^{m}25$	$344^{m}28$	$343^{m}80$	$343^{m}39$	$343^{m}00$
$V_0 =$	335,02	333,05	332,57	332,16	331,77
$V_0' =$	333,70	331,73	331,25	330,84	330,45
$W =$	346,25	343,32	343,06	342,36	341,56
$W_0 =$	335,02	332,09	331,83	331,13	330,33
$W_0' =$	333,70	330,77	330,51	329,81	329,01

DEUXIÈME TABLEAU. — *Membrane C, marques principales.*

Numéro des bandes.	$l = 580^{m}56$.	$2L - l = 1342^{m}96$.	$2L + l = 2504^{m}08$.	$4L - l = 3266^{m}5$.	$4L + l = 4427^{m}60$.	$6L - l = 5190^{m}0$.	$6L + l = 6351^{m}12$.	$8L - l = 7113^{m}52$
1	85,25	198,0	369,75	482,65	655,35	768,95	941,55	1055,45
2	85,3	198,1	369,8	482,8	655,5	769,0	941,7	1055,7
3	85,1	198,0	369,5	482,5	655,1	769,2	941,3	1055,6
4	85,4	198,4	370,2	483,1	656,6	769,6	»	»
Moyennes	85,26	198,12	369,81	482,76	655,64	769,19	941,51	1055,58
$V =$	$346^{m}44$	$344^{m}89$	$344^{m}50$	$344^{m}26$	$343^{m}58$	$343^{m}29$	$343^{m}20$	$342^{m}86$
$V_0 =$	335,21	333,69	333,32	333,08	332,41	332,12	332,03	331,69
$V_0' =$	333,89	332,37	332,00	331,76	331,09	330,80	330,71	330,37
$W =$	346,44	343,67	344,05	343,40	341,69	341,59	342,80	340,03
$W_0 =$	335,21	332,44	332,82	332,17	330,46	330,36	331,57	328,80
$W_0' =$	333,89	331,12	331,50	330,85	329,14	329,04	330,25	327,48

Les marques secondaires données par la membrane D pour les ondes qui se sont réfléchies, partiellement, sur des obstacles intérieurs doivent correspondre nécessairement

à celles que cette même membrane a données dans le tableau, page 267, de la première série. En supposant un seul obstacle à la distance $a = 386$ mètres de la station de départ A, on peut avoir les chemins parcourus suivants :

$L + 2a = 1733^{m}8$	$3L - 2a = 2113^{m}3$
$3L + 2a = 3657,3$	$5L - 2a = 4036,8$
$5L + 2a = 5580,8$	$7L - 2a = 5959,9$
$7L + 2a = 7504,3$	$9L - 2a = 7883,3$
....	....
$L + 4a = 2505^{m}7$	$5L - 4a = 3264^{m}5$
$3L + 4a = 4429,3$	$7L - 6a = 4415,9$
$5L + 4a = 6352,8$	$9L - 8a = 5567,3$
....	....

La membrane C marque d'autres ondes secondaires provenant des ondes partiellement réfléchies sur l'obstacle a; pour celles-ci les chemins parcourus seraient :

$l' + 2a = 1352^{m}6$	$2L + l' - 2a = 1732^{m}1$
$2L + 2a - l' = 2114,9$	$4L + l' - 2a = 3655,6$
$2L + 2a + l' = 3276,1$	$6L + l' - 2a = 5579,1$
$4L + 2a - l' = 4038,6$	$8L + l' - 2a = 7593,0$
$4L + 2a + l' = 5199,8$	
$6L + 2a - l' = 5962,2$	
$6L + 2a + l' = 7123,4$	

Si l'on compare les chemins ainsi parcourus avec ceux que les ondes principales ont parcourus pour arriver à la même membrane D, on trouve qu'ils diffèrent si peu, que la membrane C a dû être impressionnée, presque simultanément, par des ondes principales et par des ondes secondaires; en effet,

$l' + 2a = 1352^m6$, tandis que $2L - l = 1342^m96$.

La membrane C reçoit donc, à peu près simultanément, l'onde principale qui a parcouru le chemin $2L - l$, et l'onde secondaire ayant parcouru $l' + 2a$.

J'en dirai autant :

Pour l'onde principale $4L - l = 3266^m5$ et l'onde secondaire $2L + 2a + l' = 3276,1$
Pour l'onde principale $6L - l = 5190^m0$ et l'onde secondaire $4L + 2a + l' = 5199,8$
Pour l'onde principale $8L - l = 7113^m5$ et l'onde secondaire $6L + 2a + l' = 7123,4$

De même, si l'on compare les chemins du tableau précédent à ceux que les ondes principales suivent pour impressionner la membrane D, on arrive à une conclusion semblable ; ainsi

L'onde principale $L + 2a = 1733^m8$ tombe sur la membrane D quand l'onde secondaire $2L + l' - 2a = 1732,1$ tombe sur la membrane C.

L'onde principale $3L + 2a = 3657,3$ arrive en D en même temps que l'onde secondaire $4L + l - 2a = 3655,6$ arrive en C.

L'onde principale $5L + 2a = 5580,8$ arrive en D en même temps que l'onde secondaire $6L + l' - 2a = 5579,1$ arrive en C.

J'en dirai autant pour l'onde principale $7L + 2a = 7504,3$ qui arrive en D au moment où l'onde secondaire $8L + l - 2a = 7503,0$ tombe sur C.

De même l'onde principale $5L - 2a = 4036^m8$ marquant sur D coïncide avec l'onde secondaire $4L + 2a - l = 4038,6$ marquant sur C.

L'onde principale $3L - 2a = 2113,3$ sur D coïncide avec l'onde secondaire $2L + 2a - l' = 2114,9$

L'onde principale $7L - 2a = 5959,9$ sur D coïncide avec l'onde secondaire $L + 2a - l' = 5962,2$ sur la membrane C.

On voit par là que les ondes secondaires marquées par la membrane C ne donnent pas de marques spéciales, puisqu'elles se superposent toujours, presque exactement, sur les marques données par la membrane D, comme provenant d'ondes principales ou d'ondes secondaires. Mais cette cir-

constance est fâcheuse, parce qu'elle donne souvent de l'indécision dans la lecture des bandes, et peut ainsi occasionner de petites erreurs.

TROISIÈME TABLEAU. — *Membranes D et C, marques secondaires.*

Numéro des bandes.	D et C L + 2a = 1733m8.	D et C 3L − 2a = 2113 8	D et C 3L + 2a = 3657m3.	D et C 5L − 2a = 4036m8.	5L + 2a = 5580m8		7L + 2a = 7504m3.
1	256,65	313,55	542,55	599,85	828,45	887,85	1114,15
2	256,6	313,72	542,6	600,2	828,7	888,0	1114,2
3	256,5	313,5	542,5	599,9	828,4	»	1114,2
4	256,6	314,5	542,7	602,2	»	»	»
Moyennes	256,59	313,81	542,59	600,39	828,53	887,92	1114,18
$V =$	343m75	342m60	342m91	342m05	342m67	»	342m70
$V_0 =$	332,52	331,43	331,68	330,82	331,44	»	331,47

Les marques secondaires que l'on trouve dans ce tableau s'expliquent, presque toutes, par l'existence de l'obstacle réfléchissant distant de 386m de l'origine A.

Les deux premières séries ayant été faites dans des conditions à peu près semblables, nous pouvons en comparer les résultats. La membrane D placée à la fin de la conduite a donné les valeurs suivantes des vitesses moyennes V_0 dans l'air humide, comptées depuis le départ jusqu'aux arrivées successives de l'onde sur la membrane :

	L = 961m8.	3L = 2885m3.	5L = 4808m8.	7L = 6732m3.	9L = 8655m8.
1re série..	335m24	333m15	332m44	332m05	»
2e série..	335,02	333,05	332,57	332,16	331m77
Moyennes =	335,13	333,10	332,50	332,10	331,77

Pour le premier parcours $L = 961^{m}8$, depuis la bouche du pistolet jusqu'à la première arrivée sur la membrane du fond, l'onde a une vitesse de propagation beaucoup plus grande que quand elle parcourt les chemins triples, quintuples, etc., etc., pour revenir une seconde, troisième, quatrième fois, etc., etc., sur la même membrane, après avoir éprouvé des réflexions successives aux extrémités fermées. On constate ici :

1° L'accélération de la marche de l'onde au départ, due en partie à sa grande intensité, et en partie aussi à la projection que la colonne d'air subit par suite de son inertie, ainsi que je l'ai dit, page 45 ;

2° La vitesse moyenne de propagation diminue à mesure que le parcours augmente ; mais cette diminution est surtout considérable au commencement, parce que l'influence des causes perturbatrices du départ s'affaiblit ensuite rapidement.

On reconnaît encore que la vitesse va en diminuant à mesure que l'onde s'affaiblit, en comparant les valeurs de W_0, qui expriment les vitesses que l'onde possède dans l'air humide, pour un même chemin parcouru $2L = 1923^{m}6$, en touchant deux fois de suite la même membrane. On a en effet :

Arrivées sur la membrane D.	1re	2e	3e	4e	5e
1re série......	»	332m02	331m28	330m92	»
2e série......	»	332,09	331,83	331,13	330m33
Moyennes =	»	332,06	331,55	331,02	330,33

La deuxième série nous donne, en outre, les marques de l'onde sur la membrane latérale C, située à $580^{m}56$ de

l'origine. On peut constater que le second tableau de la page 271 conduit à des conclusions semblables à celles que je viens d'énoncer.

Enfin, on arrive encore aux mêmes conclusions si l'on compare entre elles les valeurs de V_0' et de W_0', qui représentent les vitesses de propagation *dans l'air sec*, telles qu'on les déduit des observations par le calcul.

Troisième série (16 août).

Dans cette série d'expériences, j'ai cherché à obtenir une explosion plus vive, plus instantanée, que celle qui est produite par la poudre ordinaire. Pour cela j'ai eu recours aux étoupilles de canon, chargées de poudre fulminante, dont j'ai parlé page 47. On en détermine l'explosion par une étincelle électrique que l'on fait jaillir au milieu de la poudre fulminante par un courant d'induction. Le coup produit par l'étoupille au fulminate est beaucoup plus sec que le coup de pistolet; mais le son est plus faible, car on l'entend, à peine, à sa première arrivée à l'extrémité D de la ligne des tuyaux. La quantité de poudre est aussi beaucoup moindre.

Les petits disques de platine des membranes sont à $\frac{1}{2}$ millimètre de leur butoir. Les deux membranes C et D sont en communication avec la ligne télégraphique.

Valeur moyenne d'une double oscillation du pendule = $101^{D}76$ vibrations doubles du diapason.

Température moyenne des thermomètres le long du tuyau = $18°6$.

$$f = 15^{mm}94, \quad H = 753{,}20.$$

Nous disposerons encore dans 3 tableaux les marques recueillies sur une même bande noircie.

Dans le premier tableau nous inscrivons les marques faites par la membrane D pour les ondes principales venant directement de la station de départ A, ou qui ont subi une ou plusieurs réflexions sur le disque A.

PREMIER TABLEAU. — *Membrane D, ondes principales.*

Numéro des bandes.	Chemins parcourus. L = 961m76.	3L = 2885m3.	5L = 4808m8.
1	141,70	427,25	714,45
2	141,70	427,4	»
3	142,05	427,65	»
4	141,8	427,8	»
5	142,0	427,9	»
6	141,45	427,15	»
7	141,9	427,6	»
8	141,55	427,6	»
9	142,0	427,7	»
10	141,7	427,3	»
11	141,9	427,5	»
Moyennes	141,79	427,53	714,45
$V =$	345m10	343m36	342m45
$V_0 =$	333,93	332,16	331,28
$V_0' =$	332,61	330,84	329,96
$W =$	345,10	342,50	341,10
$W_0 =$	333,93	331,33	329,93
$W_0' =$	332,61	330,01	328,61

Le nombre des retours qui marquent sur la membrane est moins grand que pour les deux premières séries faites avec

le pistolet à poudre ordinaire; cela prouve encore le peu d'intensité de l'onde produite par l'étoupille à poudre fulminante. De plus, les vitesses de propagation sont moindres pour des parcours égaux.

Le deuxième tableau renferme les marques faites par la membrane C pour l'onde directe venant du départ, et pour toutes celles qui se sont réfléchies sur les plaques finales A et D.

DEUXIÈME TABLEAU. — *Membrane C, ondes principales.*

Numéro des bandes.	Chemins parcourus. $l = 580^{m}56$.	$2L - l = 1342^{m}96$.	$2L + l = 2504^{m}1$.	$4L - l = 3266^{m}5$.
1	»	»	372,45	»
2	»	»	372,0	»
3	85,65	198,65	371,45	»
4	85,5	198,7	371,7	»
5	85,9	198,7	371,8	»
6	85,25	198,3	371,1	»
7	85,6	198,6	371,3	»
8	85,4	198,5	371,3	»
9	85,5	198,7	371,6	»
10	85,4	198,3	371,0	484,3
11	85,4	198,7	371,4	485,6
Moyennes	85,51	198,57	371,55	484,95
$V =$	$345^{m}42$	$344^{m}10$	$342^{m}89$	$342^{m}70$
$V_0 =$	334,25	332,93	331,72	331,53
$V_0' =$	332,93	331,61	330,40	330,21
$W =$	345,42	343,10	341,52	342,07
$W_0 =$	334,25	331,93	330,35	330,90
$W_0' =$	332,93	330,61	329,03	329,58

Enfin dans le troisième tableau on a inscrit les marques

que les ondes secondaires ont formées sur les membranes D et C, après avoir subi une ou plusieurs réflexions sur l'obstacle hypothétique a, lequel est à une distance de 386 mètres de la plaque d'origine A. Ces marques sont aussi beaucoup moins nombreuses que quand on produit l'onde avec le pistolet à poudre.

TROISIÈME TABLEAU. — *Membranes D et C, ondes secondaires.*

	Chemins parcourus.	
Numéro des bandes.	$L + 2a = 1733^m8$.	$3L - 2a = 2113^m3$.
1	257,25	316,45
2	257,1	»
3	257,15	316,0
4	257,15	316,5
5	257,1	316,4
6	256,75	316,05
7	257,2	316,3
8	256,9	»
9	»	316,5
10	256,7	»
11	257,1	316,4
Moyennes =	257,04	316,32
$V =$	343^m15	339^m88
$V_0 =$	331,98	328,71

L'onde produite par la poudre fulminante est beaucoup plus courte que celle qui est donnée par le pistolet chargé de poudre ordinaire ; mais elle a une intensité totale bien moindre. Aussi on reconnaît dans les tableaux qui précèdent, que la vitesse pour le premier parcours $L = 961^m76$ est moindre que celle qui est donnée par les deux premières séries. La vitesse de propagation diminue également

à mesure que le parcours augmente, et sensiblement, suivant la même progression que dans les précédentes séries.

En tous cas, la plus grande instantanéité de l'explosion n'a pas augmenté la vitesse.

Quatrième série (17 août).

Dans cette série on emploie le tir du pistolet chargé de poudre ordinaire, mais, au lieu de compter le départ de l'onde à la bouche du pistolet par la rupture du fil métallique, on veut le compter à partir de la tubulure B, dont le centre est situé à une distance de $26^{m}83$ de la première plaque obturatrice A. A cet effet, on tend sur cette tubulure une membrane en caoutchouc, semblable aux membranes C et D, et munie comme celles-ci d'un petit disque de platine communiquant avec la terre. En face de ce disque se trouve un butoir métallique communiquant avec la ligne télégraphique; en un mot, le système est disposé comme les autres membranes C et D, et ainsi que le montre la figure 22, pl. II. Le passage de l'onde à la station B doit donc être marqué par la mise en contact du disque de la membrane B avec son butoir.

J'ai déjà montré précédemment (page 41) que, lorsqu'une membrane, ainsi montée, est à une petite distance du pistolet, la mise en contact avec le butoir ne marque pas sur la bande de papier, et je n'ai pu l'expliquer qu'en disant que ce contact dure si peu de temps que le courant électrique ne peut pas acquérir une intensité suffisante dans les bobines du marqueur. Je voulais m'assurer si cette singulière anomalie

se présentait encore dans un tuyau de très-grand diamètre, et pour une distance de $26^{m}83$. On a tiré successivement 12 coups de pistolet, en rapprochant plus ou moins le butoir du disque de la membrane. Les membranes C et D marquaient comme à l'ordinaire, mais la membrane B n'a jamais marqué la première arrivée de l'onde, bien que le choc sur le butoir fût tellement fort que le disque de platine s'était entièrement courbé, et qu'il présentait une cavité très-prononcée à l'endroit du choc. La membrane B marquait, au contraire, très-bien les ondes qui lui revenaient successivement après leurs réflexions sur les deux fonds B et A.

J'ai alors changé de système; j'ai fait marquer la membrane B par rupture de contact. Le petit disque de platine a été redressé, et on a remplacé le butoir fixe par un petit pendule métallique suspendu à un fil métallique communiquant avec la ligne télégraphique. La figure 8, planche III, représente la première disposition que j'ai employée. Le petit pendule est formé par une punaise en laiton, semblable à celles que l'on emploie pour fixer les grandes feuilles de papier à dessin sur un carton ou sur une planche, mais la pointe de la punaise a été arrondie. Sur le dos plat de la punaise on a soudé, par le milieu, un fil fin de laiton dont les deux extrémités sont soudées sur une lame de métal qui communique avec la ligne télégraphique, de sorte que la punaise est fixée au sommet d'un angle très-aigu dont le fil de laiton forme les deux côtés. Le pendule ainsi constitué est extrêmement sensible; les moindres vibrations de la membrane le font sauter, et déterminent par suite la rupture du contact, laquelle est marquée immédiatement sur la

bande de papier noirci. Les inconvénients de ce système tiennent précisément à son extrême sensibilité ; on la diminue en donnant moins de longueur aux fils et en rapprochant de la membrane la plaque de laiton sur laquelle les fils sont soudés. En tous cas, il est nécessaire qu'un aide s'occupe constamment du petit pendule, et veille à ce qu'il soit bien placé au moment du tir. Au coup de pistolet, le pendule est lancé très-vivement; l'aide l'attrape en l'air pour l'empêcher de retomber sur le disque de platine, afin de ne pas établir un nouveau contact.

Malheureusement, une circonstance inattendue est venue troubler toutes les expériences de cette série. Une tubulure destinée à servir comme orifice de décharge, et qui se trouve à une distance de $191^{m}8$ de la plaque initiale A, doit être bouchée hermétiquement pour mes expériences. Or elle avait été ouverte à mon insu; toutes les expériences de la quatrième série ont été faites avec cet orifice ouvert; elles ont dû être fortement troublées, surtout pour les ondes qui ont subi plusieurs réflexions. J'ai néanmoins relevé toutes les bandes qui proviennent de cette série. J'inscrirai isolément les premières arrivées de l'onde sur la membrane D; ce sont les seules sur lesquelles l'ouverture de la tubulure de décharge ne paraît pas avoir exercé d'influence.

La double oscillation du pendule vaut 101,68 vibrations doubles du diapason.

	$L - 20^m83 = 934^m33$
1	137,5
2	137,1
3	137,1
4	137,0
5	137,2
6	137,6
7	137,5
8	»
9	»
10	137,0
Moyennes =	137,25

$$V = 346^m31$$
$$V_0 = 335,06$$

Cette vitesse V_0 coïncide exactement avec celle que nous avons trouvée dans nos deux premières séries.

Les marques que l'on a obtenues sur les membranes C et D sont nombreuses; elles sont très-concordantes sur les diverses bandes. Je les inscris dans le tableau suivant, sans chercher à en déduire de résultat pour la vitesse du son, parce qu'il est difficile de dire quels sont les chemins parcourus qui correspondent à chacune de ces marques. Mais elles peuvent servir pour chercher le mode de transformation qu'un orifice latéral ouvert fait subir aux ondes foulantes qui se propagent dans un tuyau.

L — 26,83 = 934^{m}93

N° 1	137,5	177,6	198,1	234,2	252,6	305,1	314,9	368,9	422,9	467,8	483,5	504,1	538,4	654,4	717,8	769,8
2	137,1	177,1	197,5	233,5	252,2	»	314,7	368,5	422,9	»	483,1	504,2	»	654,9	717,7	769,6
3	137,1	177,0	197,5	»	252,3	»	314,5	368,4	»	»	483,2	»	538,1	654,2	717,4	769,6
4	137,0	177,15	197,45	»	252,15	»	314,85	368,55	422,95	»	483,25	»	538,05	654,5	»	»
5	137,2	177,0	197,6	»	»	»	314,7	»	»	»	»	503,9	»	»	»	»
6	137,6	177,8	197,9	»	252,8	305,5	315,4	369,0	423,45	»	483,8	»	538,5	654,9	718,4	770,0
7	137,5	177,6	197,9	»	352,7	»	315,1	368,9	423,15	467,9	483,5	»	538,5	654,55	717,9	770,0
8	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»
9	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»
10	137,0	177,15	197,6	233,8	252,2	»	314,5	»	Fin du rouleau.							
Moyennes =	137,25	177,30	197,7	233,8	252,42	305,3	314,83	368,71	423,07	467,85	483,39	504,07	538,31	654,58	717,8	769,[illegible]

$V = 346^m31$
$V_o = 335,06$

Toutes les ondes qui ont marqué sur ce tableau sont des ondes foulantes; la première seule correspondant à 137,25 doubles vibrations du diapason, n'a subi que peu de modification dans sa marche naturelle. Les suivantes proviennent très-probablement d'ondes foulantes nouvelles engendrées par les ondes aspirantes qui prennent naissance au moment du passage devant l'orifice latéral ouvert.

Cinquième série (17 août).

Cette cinquième série est faite encore en marquant le départ par la rupture de contact que produit la membrane B en lançant un pendule.

La tubulure de décharge à la distance de 191^{m}8, qui était restée ouverte pendant les expériences de la quatrième série, a été fermée hermétiquement avec une plaque de tôle. Le pendule lui-même a été modifié; on emploie celui qui est représenté par la figure 17 (pl. II). Les membranes C et D fonctionnent, toutes deux, pour marquer l'arrivée des ondes.

Soit $d = 26^m83$.

PREMIER TABLEAU. — *Membrane D, ondes principales.*

La double oscillation du pendule vaut 101,71 vibrations du diapason.

$T = 18°75$, $f = 16^{mm}08$, $H = 757,4$.

Numéro des bandes.	L − 26,83 = 934m93.	3L − d = 2858m45.	5L − d = 4781m97.	7L − d = 6705m49.
1	137,6	419,9	707,8	992,3
2	137,85	419,8	707,6	993,3
3	137,25	422,6	707,2	994,1
4	137,6	422,3	707,3	994,3
5	137,75	423,1	708,8	994,3
6	137,4	421,8	707,6	994,5
Moyennes	137,57	421,58	707,72	993,8
V =	345m61	344m82	343m62	343m13
V_0 =	334,30	333,51	332,31	331,82
V_0' =	332,97	332,18	330,98	330,49
W =	345,61	344,42	341,86	341,93
W_0 =	334,30	333,11	330,55	330,62
W_0' =	332,97	331,78	329,22	329,29

DEUXIÈME TABLEAU. — *Membrane C, ondes principales.*

Numéro des bandes.	$l-d$ = 553m73.	$2L-l-d$ = 1316m15.	$2L-d+l$ = 2477m25.	$4L-d-l$ = 3239m65.	$4L-d+l$ = 4400m77.	$6L-d-l$ = 5163m17.	$6L-d+l$ = 6324m29.	$8L-d-l$ = 7086m69.
1	81,1	194,0	365,8	478,9	650,8	764,9	937,8	1050,8
2	81,5	194,3	366,0	479,0	652,2	765,1	938,3	1052,25
3	81,0	194,0	365,6	478,9	652,1	764,7	938,0	1052,0
4	81,2	194,2	366,0	478,8	652,2	765,0	938,3	1052,1
5	81,4	194,4	366,2	479,4	652,9	765,7	939,3	»
6	81,0	193,9	365,4	478,6	650,4	764,6	937,5	1051,4
Moyennes	81,20	194,13	365,83	478,93	651,77	765,0	938,20	1051,71
V =	346m79	344,77	344m38	344m0	343m37	343m23	342m81	342m67
V_0 =	335,48	333,46	333,07	332,69	332,06	331,92	331,50	331,36
V_0' =	334,15	332,13	331,74	331,36	330,73	330,59	330,17	330,03
W =	346,79	343,32	343,90	342,81	341,63	342,41	340,93	341,57
W_0 =	335,48	332,01	332,59	331,50	330,32	331,10	329,62	330,26
W_0' =	334,15	330,68	331,26	330,17	328,99	329,77	328,29	328,93

Enfin, dans le troisième tableau, j'inscris les marques des ondes secondaires qui ont été données, soit par la membrane D, soit par la membrane C.

Numéro des bandes.		$L+2a-d$ $=1707^{m}0.$		$3L-2a-d$ $=2086^{m}5.$	$3L+2a-d$ $=3630^{m}5.$	$5L-2a-d$ $=4010^{m}0.$	$5L+2a-d$ $=5554^{m}0.$	$7L+2a-d$ $=7477^{m}5.$
1	177,5	252,4	274,4	309,7	538,3	596,0	»	1109,4
2	177,8	252,7	274,6	310,0	538,7	596,4	824,9	1110,7
3	»	252,25	274,5	310,1	538,1	597,6	»	»
4	»	252,5	274,7	310,2	538,45	597,8	824,8	»
5	»	252,8	»	310,1	538,7	598,1	»	»
6	»	252,4	»	309,6	537,9	597,5	»	»
Moyennes =	177,65	252,51	274,55	310,0	538,36	597,2	824,85	1110,05
$V =$	»	$343^{m}91$	»	$342^{m}41$	$343^{m}07$	$341^{m}60$	$341^{m}68$	$342^{m}70$
$V_0 =$	»	332,60	»	331,10	331,76	330,29	330,37	331,39

En comparant les résultats obtenus dans cette cinquième série à ceux des deux premières, où le départ était marqué par la rupture du fil métallique tendu devant la bouché du pistolet, on trouve qu'ils ne diffèrent sensiblement que dans le premier parcours de la conduite, où la vitesse est notablement moindre dans la série 5 parce qu'on a supprimé l'accélération produite par l'explosion, dont l'effet est surtout sensible dans les premiers mètres du parcours.

La vitesse de propagation décroît de la même manière à mesure que le parcours augmente.

Des circonstances imprévues m'ont forcé d'interrompre les expériences que j'avais commencées dans la grande conduite du boulevard Sébastopol, et lorsque j'ai voulu les reprendre, la conduite avait été mise en service. Je ne m'arrêterai pas aux conclusions générales que l'on peut tirer des expériences faites dans la conduite de l'égout Sébastopol; elles trouveront naturellement leur place quand je résumerai les expériences faites sur la conduite Saint-Michel qui a le même diamètre.

EXPÉRIENCES FAITES DANS LE GRAND ÉGOUT COLLECTEUR DU BOULEVARD SAINT-MICHEL.

Cet égout fait suite à celui du boulevard Sébastopol et il contient une conduite en fonte, du même diamètre de $1^{m}10$, qui se relie avec la conduite de l'égout Sébastopol par une double ligne de tuyaux, d'un diamètre plus petit, et enfouie sous la chaussée des ponts.

La partie de cette conduite sur laquelle j'ai opéré commence à la chambre Saint-Michel, à une petite distance de la porte d'entrée sur le quai; elle suit le boulevard Saint-Michel jusque près de l'Observatoire. La ligne ne présente que deux inflexions légères, à longue courbure, qui n'agissent pas d'une manière sensible sur le mouvement des ondes. Depuis son départ du quai Saint-Michel jusqu'à l'Observatoire la conduite suit parallèlement la chaussée du boulevard Saint-Michel; elle s'élève donc sensiblement jusque vers l'École des mines; à partir de là, elle est à très-peu près horizontale.

Le cabinet d'expériences est placé à l'entrée du boulevard Saint-Michel, très-près de la fontaine monumentale. La conduite est munie d'un grand nombre de tubulures latérales qui serviront, par la suite, à distribuer l'eau dans les divers quartiers; mais, pour le moment, elles sont fermées hermétiquement par des plaques de tôle, avec interposition d'un joint au minium. J'ai réservé néanmoins un certain nombre de tubulures, sur lesquelles j'ai posé des membranes destinées à marquer le moment du passage des ondes.

A l'époque où je me suis installé dans l'égout Saint-Michel, la conduite n'était pas continue jusqu'à l'Observatoire. Une lacune existait à la rue de l'Abbé de l'Épée ; elle devait être remplie par le robinet-vanne n° 3 qui n'était pas encore arrivé de la fonderie. J'ai donc opéré d'abord sur une portion ayant une longueur de 1417^m95; je commencerai par décrire les expériences qui s'y rapportent.

Les deux extrémités A et B de la conduite sont fermées par de fortes plaques en tôle; ce sont les mêmes que celles qui étaient établies dans l'égout de Sébastopol. Comme ces dernières, elles étaient munies de coulisses (planche III, fig. 5, 6 et 9) portant les membranes qui marquent les arrivées des ondes, ainsi que les ouvertures nécessaires pour faire naître l'onde à l'origine de la conduite.

Les membranes sont toutes disposées comme le montre la figure 22, planche II; celles qui sont placées aux deux extrémités A et B ont 0^m20 de diamètre. Les membranes placées sur les tubulures latérales ont un diamètre moindre. Le tableau suivant donne les dimensions des membranes et les distances de leur centre à l'orifice A de départ :

		Distance de l'origine A.
Membrane A, de 0^m20, à l'orifice A		0
Membrane *a*, de 0^m10, sur une tubulure latérale	*a* =	284^m02
Membrane *b*, de 0^m10, d°	*b* =	406,95
Membrane *c*, de 0^m10, d°	*c* =	749,16
Membrane C, de 0^m15, d°	C =	920,10
Membrane B, de 0^m20, à l'extrémité de la ligne	L =	1417,95

Sur cette ligne il existe deux robinets-vannes, entièrement semblables à celui dont la coupe est représentée planche III, fig. 18. On sait que ces robinets donnent souvent lieu à une

portion d'onde réfléchie, même quand la vanne est entièrement levée, parce qu'il reste toujours une petite partie de cette vanne qui fait saillie à l'intérieur du tuyau.

Distance de l'orifice A à la première vanne $l = 416^{m}63$
Distance de l'orifice à la deuxième vanne $l' = 914,47$

Nous avons donc aussi à rechercher la marche des ondes qui auront éprouvé une réflexion partielle sur les robinets-vannes.

A l'aide de ces distances, il est facile de calculer les chemins qui sont parcourus par une onde qui fait des marques successives sur chacune des membranes ; je les inscris dans les tableaux suivants qui nous ont été utiles pour relever les marques des membranes. J'ai mis en regard de chaque longueur de chemin parcouru, les nombres approximatifs des doubles vibrations du diapason qui y correspondent ; je les ai calculés pour une température peu différente de celles que j'ai rencontrées dans ces expériences, et en supposant qu'au chemin parcouru $2L = 2835^{m}9$ correspondent 427,5 vibrations doubles du diapason.

Membrane A.

Ondes réfléchies aux extrémités.

2L	$2835^{m}9$	$427^{v}5$
4L	5671,8	855,0
6L	8507,7	1282,5
8L	11343,6	1710,0
10L	14179,5	2137,5
12L	17015,4	2565,0
14L	19851,3	2992,5
16L	22687,2	3420,0

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.			Ondes réfléchies sur la 2e vanne.		
$2l$	$833^{m}2$	$125^{v}6$	$2l'$	$1828^{m}9$	$275^{v}7$
$2l+2L$	3669,1	553,1	$2l'+2L$	4664,8	703,2
$2l+4L$	6505,0	980,6	$2l'+4L$	7500,7	1130,7
$2l+6L$	9340,9	1408,0	$2l'+6L$	10336,6	1558,2
$2l+8L$	12176,8	1835,5	$2l'+8L$	13172,5	1985,7
$2l+10L$	15012,7	2263,0	$2l'+10L$	16008,4	2413,2
$2l+12L$	17848,6	2690,5	$2l'+12L$	18844,3	2840,7
$2l+14L$	2684,5	3118,0	$2l'+14L$	21680,2	3268,2

Membrane *a*.

Ondes réfléchies aux deux extrémités.

			a	$284^{m}0$	$42^{v}81$
$2L-a$	$2551^{m}9$	$384^{v}67$	$2L+a$	3119,9	470,30
$4L-a$	5387,8	812,17	$4L+a$	5955,8	897,80
$6L-a$	8223,7	1239,67	$6L+a$	8791,7	1325,30
$8L-a$	11059,6	1667,17	$8L+a$	11627,6	1752,80
$10L-a$	13895,5	2094,67	$10L+a$	14463,5	2180,30
$12L-a$	16731,4	2522,17	$12L+a$	17299,4	2607,80
$14L-a$	19567,3	2949,67	$14L+a$	20135,3	3035,30
$16L-a$	22403,2	3377,17	$16L+a$	22971,2	3462,80

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			$2l+a$	$1117^{m}28$	$168^{v}4$
$2l+2L-a$	$3385^{m}2$	$510^{v}3$	$2l+2L+a$	3953,2	595,9
$2l+4L-a$	6221,1	937,8	$2l+4L+a$	6789,1	1021,4
$2l+6L-a$	9057,0	1365,3	$2l+6L+a$	9625,0	1450,9
$2l+8L-a$	11892,9	1792,7	$2l+8L+a$	12460,9	1878,4
$2l+10L-a$	14728,8	2220,2	$2l+10L+a$	15296,6	2305,8
$2l+12L-a$	17564,7	2647,7	$2l+12L+a$	18132,7	3733,3
$2l+14L-a$	20400,6	3076,2	$2l+14L+a$	20962,6	3159,9
$2l+16L-a$	23236,5	3502,7	$2l+16L+a$	23804,5	3588,3

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			$2l'+a$	$2112^{m}96$	[illegible]
$2l'+2L-a$	$4380^{m}8$	$660^{v}4$	$2l'+2L+a$	4948,9	746,[illegible]
$2l'+4L-a$	7216,7	1087,8	$2l'+4L+a$	7784,8	1173,[illegible]
$2l'+6L-a$	10052,6	1515,4	$2l'+6L+a$	10620,7	1601,[illegible]
$2l'+8L-a$	12888,5	1942,9	$2l'+8L+a$	13456,6	2028,[illegible]
$2l'+10L-a$	15724,4	2370,4	$2l'+10L+a$	16292,5	2456,[illegible]
$2l'+12L-a$	18560,3	2797,9	$2l'+12L+a$	19128,4	2883,[illegible]

Membrane *b*.

Ondes réfléchies aux extrémités.

			b	406^{m}95	61^{v}34
2L — *b*	2428^{m}9	366^{v}2	2L + *b*	3242,9	488,84
4L — *b*	5264,9	793,7	4L + *b*	6078,9	916,3
6L — *b*	8100,8	1221,2	6L + *b*	8914,8	1343,8
8L — *b*	10936,6	1648,7	8L + *b*	11750,6	1771,3
10L — *b*	13772,6	2076,2	10L + *b*	14586,5	2198,8
12L — *b*	16608,5	2503,7	12L + *b*	17422,3	2626,3
14L — *b*	19444,3	2931,2	14L + *b*	20258,3	3053,8
16L — *b*	22280,2	3358,7	16L + *b*	23094,1	3481,3

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			2*l* + *b*	1240^{m}2	186^{v}9
2*l* + 2L — *b*	3262^{m}2	491^{v}7	2*l* + 2L + *b*	4076^{m}2	614,4
2*l* + 4L — *b*	6098,2	919,2	2*l* + 4L + *b*	6912,1	1041,9
2*l* + 6L — *b*	8934,1	1346,7	2*l* + 6L + *b*	9748,0	1469,4
2*l* + 8L — *b*	11769,9	1774,2	2*l* + 8L + *b*	12583,8	1896,9
2*l* + 10L — *b*	14605,9	2201,7	2*l* + 10L + *b*	15419,8	2324,4
2*l* + 12L — *b*	17441,8	2629,2	2*l* + 12L + *b*	18255,7	2751,9
2*l* + 14L — *b*	20277,6	3056,6	2*l* + 14L + *b*	21091,5	3179,3
2*l* + 16L — *b*	23113,5	3484,1	2*l* + 16L + *b*	23927,4	3606,8

Ces marques ne se reconnaîtront souvent pas sur les bandes, parce qu'elles ne sont en retard que de trois vibrations doubles par rapport aux ondes manquant sur la même bande après un chemin parcouru 2*n*L + *b*.

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			2*l'* + *b*	2235^{m}9	337^{v}0
2*l'* + 2L — *b*	4257^{m}9	641^{v}9	2*l'* + 2L + *b*	5071,8	764,5
2*l'* + 4L — *b*	7093,8	1969,4	2*l'* + 4L + *b*	7907,7	1192,0
2*l'* + 6L — *b*	9929,7	1496,9	2*l'* + 6L + *b*	10743,6	1619,5
2*l'* + 8L — *b*	12765,6	1924,4	2*l'* + 8L + *b*	13579,5	2047,0
2*l'* + 10L — *b*	15601,6	2351,9	2*l'* + 10L + *b*	16415,4	2474,5
2*l'* + 12L — *b*	18437,4	2779,4	2*l'* + 12L + *b*	19251,3	2902,0

Quand la membrane B est dans la ligne, on ne peut pas compter sur les marques que la membrane *b* donnerait des ondes réfléchies une première fois sur la deuxième vanne. En effet

$(2l' + 2n\text{L} - b) - (2n - 1)\,\text{L} = 4^{m}1$ correspondant à 0,7 d'une double vibration du diapason.

De même, les marques que la membrane *b* donne pour les ondes réfléchies sur la deuxième vanne et qui correspondent

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.			Ondes réfléchies sur la 2e vanne.		
$2l$	$833^{m}2$	$125^{v}6$	$2l'$	$1828^{m}9$	$275^{v}7$
$2l + 2L$	3669,1	553,1	$2l' + 2L$	4664,8	703,2
$2l + 4L$	6505,0	980,6	$2l' + 4L$	7500,7	1130,7
$2l + 6L$	9340,9	1408,0	$2l' + 6L$	10336,6	1558,2
$2l + 8L$	12176,8	1835,5	$2l' + 8L$	13172,5	1985,7
$2l + 10L$	15012,7	2263,0	$2l' + 10L$	16008,4	2413,2
$2l + 12L$	17848,6	2690,5	$2l' + 12L$	18844,3	2840,7
$2l + 14L$	2684,5	3118,0	$2l' + 14L$	21680,2	3268,2

Membrane a.

Ondes réfléchies aux deux extrémités.

			a	$284^{m}0$	$42^{v}81$
$2L - a$	$2551^{m}9$	$384^{v}67$	$2L + a$	3119,9	470,30
$4L - a$	5387,8	812,17	$4L + a$	5955,8	897,80
$6L - a$	8223,7	1239,67	$6L + a$	8791,7	1325,30
$8L - a$	11059,6	1667,17	$8L + a$	11627,6	1752,80
$10L - a$	13895,5	2094,67	$10L + a$	14463,5	2180,30
$12L - a$	16731,4	2522,17	$12L + a$	17299,4	2607,80
$14L - a$	19567,3	2949,67	$14L + a$	20135,3	3035,30
$16L - a$	22403,2	3377,17	$16L + a$	22971,2	3462,80

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			$2l + a$	$1117^{m}28$	$168^{v}4$
$2l + 2L - a$	$3385^{m}2$	$510^{v}3$	$2l + 2L + a$	3953,2	595,9
$2l + 4L - a$	6221,1	937,8	$2l + 4L + a$	6789,1	1021,4
$2l + 6L - a$	9057,0	1365,3	$2l + 6L + a$	9625,0	1450,9
$2l + 8L - a$	11892,9	1792,7	$2l + 8L + a$	12460,9	1878,4
$2l + 10L - a$	14728,8	2220,2	$2l + 10L + a$	15296,6	2305,8
$2l + 12L - a$	17564,7	2647,7	$2l + 12L + a$	18132,7	3733,3
$2l + 14L - a$	20400,6	3075,2	$2l + 14L + a$	20962,6	3159,9
$2l + 16L - a$	23236,5	3502,7	$2l + 16L + a$	23804,5	3588,3

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			$2l' + a$	$2112^{m}96$	$318^{v}5$
$2l' + 2L - a$	$4380^{m}8$	$660^{v}4$	$2l' + 2L + a$	4948,9	746,0
$2l' + 4L - a$	7216,7	1087,8	$2l' + 4L + a$	7784,8	1173,5
$2l' + 6L - a$	10052,6	1515,4	$2l' + 6L + a$	10620,7	1601,0
$2l' + 8L - a$	12888,5	1942,9	$2l' + 8L + a$	13456,6	2028,5
$2l' + 10L - a$	15724,4	2370,4	$2l' + 10L + a$	16292,5	2456,0
$2l' + 12L - a$	18560,3	2797,9	$2l' + 12L + a$	19128,4	2883,5

Membrane *b*.

Ondes réfléchies aux extrémités.

			b	$406^{m}95$	$61^{v}34$
$2L - b$	$2428^{m}9$	$366^{v}2$	$2L + b$	3242,9	488,84
$4L - b$	5264,9	793,7	$4L + b$	6078,9	916,3
$6L - b$	8100,8	1221,2	$6L + b$	8914,8	1343,8
$8L - b$	10936,6	1648,7	$8L + b$	11750,6	1771,3
$10L - b$	13772,6	2076,2	$10L + b$	14586,5	2198,8
$12L - b$	16608,5	2503,7	$12L + b$	17422,3	2626,3
$14L - b$	19444,3	2931,2	$14L + b$	20258,3	3053,8
$16L - b$	22280,2	3358,7	$16L + b$	23094,1	3481,3

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			$2l + b$	$1240^{m}2$	$186^{v}9$
$2l + 2L - b$	$3262^{m}2$	$491^{v}7$	$2l + 2L + b$	$4076^{m}2$	614,4
$2l + 4L - b$	6098,2	919,2	$2l + 4L + b$	6912,1	1041,9
$2l + 6L - b$	8934,1	1346,7	$2l + 6L + b$	9748,0	1469,4
$2l + 8L - b$	11769,9	1774,2	$2l + 8L + b$	12583,8	1896,9
$2l + 10L - b$	14605,9	2201,7	$2l + 10L + b$	15419,8	2324,4
$2l + 12L - b$	17441,8	2629,2	$2l + 12L + b$	18255,7	2751,9
$2l + 14L - b$	20277,6	3056,6	$2l + 14L + b$	21091,5	3179,3
$2l + 16L - b$	23113,5	3484,1	$2l + 16L + b$	23927,4	3606,8

Ces marques ne se reconnaîtront souvent pas sur les bandes, parce qu'elles ne sont en retard que de trois vibrations doubles par rapport aux ondes manquant sur la même bande après un chemin parcouru $2nL + b$.

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			$2l' + b$	$2235^{m}9$	$337^{v}0$
$2l' + 2L - b$	$4257^{m}9$	$641^{v}9$	$2l' + 2L + b$	5071,8	764,5
$2l' + 4L - b$	7093,8	1969,4	$2l' + 4L + b$	7907,7	1192,0
$2l' + 6L - b$	9929,7	1496,9	$2l' + 6L + b$	10743,6	1619,5
$2l' + 8L - b$	12765,6	1924,4	$2l' + 8L + b$	13579,5	2047,0
$2l' + 10L - b$	15601,6	2351,9	$2l' + 10L + b$	16415,4	2474,5
$2l' + 12L - b$	18437,4	2779,4	$2l' + 12L + b$	19251,3	2902,0

Quand la membrane B est dans la ligne, on ne peut pas compter sur les marques que la membrane *b* donnerait des ondes réfléchies une première fois sur la deuxième vanne. En effet

$(2l' + 2nL - b) - (2n - 1)L = 4^{m}1$ correspondant à 0,7 d'une double vibration du diapason.

De même, les marques que la membrane *b* donne pour les ondes réfléchies sur la deuxième vanne et qui correspondent

au chemin $2l' + 2nL + b$ diffèrent bien peu de celles que la membrane B donne pour les ondes qui ont parcouru le chemin $2l + (2n+1)L$; en effet $2l' + 2nL + b = 2l + (2n+1)L - 15^{m}3$, la différence de marque ne dépasse donc pas 2,3 vibrations du diapason.

Membrane *c*.

Ondes réfléchies aux extrémités.

			c	749m1	112v93
$2L - c$	2086m7	314v6	$2L + c$	3585,0	540,4
$4L - c$	4922,6	742,1	$4L + c$	6420,9	967,9
$6L - c$	7758,5	1169,6	$6L + c$	9256,9	1395,4
$8L - c$	10594,4	1597,1	$8L + c$	12092,8	1822,9
$10L - c$	13430,3	2024,6	$10L + c$	14928,7	2250,4
$12L - c$	16266,2	2452,1	$12L + c$	17764,6	2677,9
$14L - c$	19102,1	2879,6	$14L + c$	20600,5	3105,4
$16L - c$	21938,0	3307,1	$16L + c$	23436,4	3532,9

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			$2l + c$	1582m4	238v5
$2l + 2L - c$	2920m0	440v1	$2l + 2L + c$	4418,3	666,0
$2l + 4L - c$	5755,9	867,6	$2l + 4L + c$	7254,2	1093,5
$2l + 6L - c$	8591,8	1295,1	$2l + 6L + c$	10090,0	1521,0
$2l + 8L - c$	11427,7	1722,6	$2l + 8L + c$	12925,9	1945,5
$2l + 10L - c$	14263,6	2150,1	$2l + 10L + c$	15761,9	2375,9
$2l + 12L - c$	17099,5	2577,6	$2l + 12L + c$	18597,8	2803,4
$2l + 14L - c$	19935,4	3005,1	$2l + 14L + c$	21433,7	3230,9
$2l + 16L - c$	22771,3	3432,5	$2l + 16L + c$	24269,6	3658,4

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			$2l' + c$	2578m6	388v6
$2l' + 2L - c$	3915m6	590v3	$2l' + 2L + c$	5413,9	816,1
$2l' + 4L - c$	6751,5	1017,8	$2l' + 4L + c$	8249,8	1243,6
$2l' + 6L - c$	9587,4	1445,3	$2l' + 6L + c$	11085,7	1671,1
$2l' + 8L - c$	12423,3	1872,8	$2l' + 8L + c$	13921,6	2098,6
$2l' + 10L - c$	15259,2	2300,3	$2l' + 10L + c$	16757,5	2526,1
$2l' + 12L - c$	18095,1	2727,8	$2l' + 12L + c$	19593,4	2953,6

Membrane C.

Ondes réfléchies aux extrémités.

			C	$920^{m}1$	$138^{v}7$
2L — C	$1915^{m}8$	$288^{v}8$	2L + C	3756,0	566,2
4L — C	4751,7	716,3	4L + C	6591,9	993,7
6L — C	7587,6	1143,8	6L + C	9427,8	1421,2
8L — C	10423,5	1571,3	8L + C	12263,7	1848,7
10L — C	13259,4	1998,8	10L + C	15099,6	2276,2
12L — C	16095,3	2426,3	12L + C	17935,5	2703,7
14L — C	18931,2	2853,8	14L + C	20771,4	3131,2
16L — C	21767,1	3281,3	16L + C	24527,4	3558,7

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.

			$2l$ + C	$1753^{m}4$	$264^{v}3$
$2l$ + 2L — C	$2749^{m}1$	$414^{v}4$	$2l$ + 2L + C	4589,3	691,8
$2l$ + 4L — C	5585,0	841,9	$2l$ + 4L + C	7425,2	1119,3
$2l$ + 6L — C	8420,9	1269,4	$2l$ + 6L + C	10261,1	1546,8
$2l$ + 8L — C	11256,8	1696,9	$2l$ + 8L + C	13097,0	1974,2
$2l$ + 10L — C	14092,7	2124,3	$2l$ + 10L + C	15932,9	2401,7
$2l$ + 12L — C	16928,6	2551,8	$2l$ + 12L + C	18768,8	2829,2
$2l$ + 14L — C	19764,5	2979,3	$2l$ + 14L + C	21604,7	3256,7
$2l$ + 16L — C	22600,4	3406,8	$2l$ + 16L + C	24440,6	3684,2

Ondes réfléchies sur la 2e vanne.

			$2l'$ + C	$2749^{m}0$	$414^{v}4$
$2l'$ + 2L — C	$3744^{m}7$	$564^{v}5$	$2l'$ + 2L + C	5584,9	841,9
$2l'$ + 4L — C	6580,6	992,0	$2l'$ + 4L + C	8420,8	1269,4
$2l'$ + 6L — C	9416,5	1419,5	$2l'$ + 6L + C	11256,7	1696,9
$2l'$ + 8L — C	12252,4	1847,0	$2l'$ + 8L + C	14092,6	2124,4
$2l'$ + 10L — C	15088,3	2274,5	$2l'$ + 10L + C	16928,5	2551,9
$2l'$ + 12L — C	17924,2	2702,0	$2l'$ + 12L + C	19764,4	2979,4

Ces ondes sont en avance de 1,7 vibration double du diapason par rapport aux ondes plus fortes qui arrivent sur cette même membrane, après un chemin parcouru représenté par $2nL + C$. On a en effet

$$(2nL + C) - (2l' + 2nL - C) = 11^{m}3$$

correspondant à 1,7 double vibration du diapason. La différence en temps doit être encore plus petite parce que l'onde réfléchie seulement aux extrémités est plus intense que celle qui a subi une première réflexion partielle sur la deuxième vanne.

Ces ondes se superposent exactement avec celles que la même membrane reçoit par réflexion sur la première vanne.

On a en effet

$$2l' + 2nL + C = 2l + 2(n+1)L - C.$$

Membrane B.

Ondes directes et réfléchies aux extrémités.

L	1417m9	213v75
3L	4253,8	641,2
5L	7089,7	1068,7
7L	9925,6	1496,2
9L	12761,5	1923,7
11L	15597,4	2351,2
13L	18433,3	2778,7
15L	21269,2	3206,2

Ondes réfléchies sur la 1re vanne.			Ondes réfléchies sur la 2e vanne.		
2l + L	2251m2	3393	2l' + L	3246m8	489v4
2l + 3L	5087,1	766,8	2l' + 3L	6082,7	916,9
2l + 5L	7923,0	1194,3	2l' + 5L	8918,6	1344,4
2l + 7L	10758,9	1621,8	2l' + 7L	11754,5	1771,9
2l + 9L	13594,8	2049,3	2l' + 9L	14590,4	2199,4
2l + 11L	16430,7	2476,8	2l' + 11L	17426,3	2626,9
2l + 13L	19266,6	2904,2	2l' + 13L	20262,2	3054,4
2l + 15L	22102,5	3331,7	2l' + 15L	23098,1	3481,9

Première série (17 avril 1866).

L'onde est produite par le coup de pistolet, avec une faible charge de poudre 0 gr. 500. On a mis dans la ligne toutes les membranes, à l'exception de la petite membrane *b*; les membranes marquent par établissement de

contact. Je réunis, dans un premier tableau, la totalité des marques que l'on relève sur les bandes :

$T = 10^o5$, $f = 9^{mm}47$, $H = 758,5$.

Membranes A, B, C, *a*, *c*.

Charge 0gr 500						T = 10°5					
N° 1	N° 2	N° 3	N° 4	N° 5	N° 6	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4	N° 5	N° 6
111,7	112,0	111,25	112,2	111,75	111,9	854,9	855,1	854,45	855,6	855,25	854,9
124,1	124,3	»	124,5	124,25	124,2	868,3	868,9	868,25	868,7	868,75	868,4
137,5	137,9	137,25	138,1	137,75	137,8	»	898,3	897,65	»	898,75	898,3
161,4	»	161,25	»	161,65	161,5	968,3	968,8	968,15	968,8	968,55	968,4
212,7	212,9	212,15	213,3	212,95	212,7	981,2	981,2	»	981,7	981,25	981,1
»	»	265,95	263,7	263,35	»	994,9	994,9	994,35	995,7	»	994,8
274,5	274,8	274,25	275,1	274,65	274,7	»	1008,1	1007,35	1008,5	1008,05	1007,8
287,8	288,0	287,55	288,6	288,15	288,0	1018,0	»	»	1018,7	1017,75	1017,9
314,0	314,1	313,55	314,5	313,85	313,8	1069,4	1069,8	1069,0	1069,7	1069,50	1069,5
384,3	384,2	383,45	384,8	384,25	384,1	»	1131,0	1130,25	1132,3	1131,45	1131,3
413,1	413,8	413,25	413,9	413,75	413,6	1146,0	1145,9	»	1146,2	»	»
426,5	426,9	426,05	427,1	426,65	426,8	1170,5	1171,1	1170,45	1171,0	1170,45	1170,6
440,0	440,4	439,75	440,6	440,25	440,3	»	1240,9	1240,75	»	1244,65	»
469,8	469,9	469,30	470,2	469,55	469,6	1283,7	1283,6	1283,15	1284,1	1283,55	1283,6
540,0	540,4	539,45	540,3	540,05	539,7	»	1297,5	1296,95	»	»	»
552,6	552,7	552,35	552,8	552,85	552,5	»	1327,0	1326,35	»	»	»
566,2	566,5	565,85	566,7	566,35	566,3	1397,0	1397,4	1397,15	1397,5	1397,05	1397,3
582,4	582,8	581,95	582,7	582,65	582,4	1498,1	1498,5	1497,65	1498,5	1498,15	1498,2
640,9	641,1	640,45	641,5	641,25	641,0	»	»	1573,0	1574,0	»	»
»	»	»	665,9	665,95	665,8	1599,5	1599,9	1599,35	1599,7	1599,25	1599,0
702,9	702,9	702,35	703,2	702,85	702,9	1712,7	1712,3	1711,95	1712,8	1712,35	1712,3
716,2	716,5	715,95	717,2	716,45	716,4	1825,9	»	»	1826,0	1825,85	1825,5
741,8	742,5	741,85	742,5	742,25	742,2	1927,5	»	1927,05	1927,7	»	»
812,0	812,6	811,95	»	813,15	812,5	2028,8	»	»	»	2028,15	2028,6
»	831,9	831,25	»	831,45	831,7	»	2141,1	»	»	»	2141,4
»	842,4	842,0	»	»	842,2						

Pendule.

Bande n° 1	101,92
— n° 2	101,96
— n° 3	101,96
— n° 4	101,92
— n° 5	101,93
— n° 6	101,96

Moyenne = 101,942

$\frac{1}{2}$ = 50,971

Log = 1,7073232

Il faut chercher, dans le tableau général, les marques qui appartiennent à chacune des membranes. Les tables des pages 291 et suivantes, facilitent beaucoup cette recherche. Nous distinguerons encore deux genres d'ondes :

1° Les ondes principales ; ce sont celles qui marquent sur les membranes, sans subir d'autres réflexions que celles qui ont lieu sur les deux plaques fermant les extrémités de la conduite ;

2° Les ondes secondaires qui proviennent d'une première réflexion partielle que l'onde directe éprouve soit sur la première, soit sur la seconde vanne ; ces ondes, plus faibles, marquent encore sur les membranes, même après plusieurs réflexions sur les plaques qui ferment les extrémités.

I. *Ondes principales.*

Membrane A.

	2L=2835m9.	4L=5671m8.	6L=8507m7.	8L=11343m6.	10L=14179m5.
1	426,5	854,9	1283,7	1712,7	»
2	426,9	855,1	1283,6	1712,3	2141,1
3	426,05	854,45	1283,15	1711,95	»
4	427,1	855,6	1284,1	1712,8	»
5	426,65	855,25	1283,55	1712,35	»
6	426,8	854,9	1283,6	1712,3	2141,4
Moyennes =	426,66	855,03	1283,62	1712,40	2141,25
V =	338m81	338m14	337m86	337m68	337m57
V_0 =	332,46	331,79	331,51	331,33	331,22
V_0' =	331,68	331,01	330,73	330,55	330,44

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
1	212,7	640,9	1069,4	1498,1	1927,5
2	212,9	641,1	1069,8	1498,5	»
3	212,15	640,45	1069,0	1497,65	1927,05
4	213,3	641,5	1069,7	1498,5	1927,7
5	212,95	641,25	1069,5	1498,15	»
6	212,7	641,0	1069,5	1498,2	»
Moyennes =	212,78	641,03	1069,48	1498,18	1927,42
$V =$	$339^{\text{m}}69$	$338^{\text{m}}27$	$337^{\text{m}}92$	$337^{\text{m}}71$	$337^{\text{m}}51$
$V_0 =$	333,34	331,92	331,57	331,36	331,16
$V_0' =$	332,56	331,14	330,79	330,58	330,38

Membrane C.

	C.	2L—C.	2L+C.	4L—C.	4L+C.	6L—C.	6L+C.	8L—C.
1	137,8	288,0	566,3	716,4	994,8	»	»	»
2	137,75	288,15	566,35	716,45	»	»	»	»
3	138,1	288,6	566,7	717,2	995,7	1146,2	»	1574,0
4	137,25	287,55	565,85	715,95	994,35	»	»	1573,0
5	137,9	288,0	566,5	716,5	994,9	1145,9	»	»
6	137,5	287,8	566,2	716,2	994,9	1146,0	»	»
Moyennes =	137,72	288,02	566,48	716,45	994,93	1146,03	»	1573,5
$V =$	$340^{\text{m}}56$	$339^{\text{m}}06$	$337^{\text{m}}98$	$338^{\text{m}}08$	$337^{\text{m}}73$	$337^{\text{m}}50$	»	»
$V_0 =$	334,21	332,71	331,63	331,73	331,38	331,15	»	»
$V_0' =$	333,43	331,93	330,85	330,95	330,60	330,37	»	»

Membrane *a*.

	a	2L—*a*.	2L+*a*.	4L—*a*.	4L+*a*.	6L—*a*.	6L+*a*.
1	»	384,3	469,8	812,0	»	»	»
2	»	384,2	469,9	812,6	898,3	1240,9	1327,0
3	»	383,45	469,3	811,95	897,65	1240,75	1326,35
4	»	384,8	470,2	»	»	»	»
5	»	384,25	469,55	813,15	898,75	1240,65	»
6	»	384,1	469,6	812,5	898,3	»	»
Moyennes =	»	384,35	469,72	812,55	898,25	1240,77	1326,67
$V =$	»	$338^{\text{m}}45$	$338^{\text{m}}58$	$338^{\text{m}}0$	$337^{\text{m}}99$	$337^{\text{m}}82$	$337^{\text{m}}80$
$V_0 =$	»	332,10	332,23	331,65	331,64	331,47	331,45
$V_0' =$	»	331,32	331,45	330,87	330,86	330,69	330,67

Membrane *c*.

	c.	2L — *c*.	2L + *c*.	4L — *c*.	4L + *c*.	6L — *c*.	6L + *c*.	8L — *c*.	8L + *c*.	10L — *c*.
1	111,7	314,0	540,0	741,8	968,3	1170,5	1397,0	1599,5	1825,9	»
2	112,0	314,1	540,4	742,5	968,8	1171,1	1397,4	1599,9	»	»
3	111,25	313,55	539,45	741,85	968,15	1170,45	1397,15	1599,35	»	»
4	112,2	314,5	540,3	742,5	968,8	1171,0	1397,5	1599,7	1826,0	»
5	111,75	313,85	540,05	742,25	968,55	1170,45	1397,05	1599,25	1825,85	2028,15
6	111,9	313,8	539,7	742,2	968,4	1170,6	1397,30	1599,0	1825,5	2028,6
Moyennes =	111,80	313,96	539,98	742,18	968,50	1170,68	1397,23	1599,45	1825,82	2028,53
V =	$341^{m}58$	$338^{m}80$	$338^{m}44$	$338^{m}10$	$337^{m}95$	$337^{m}82$	$337^{m}72$	$337^{m}60$	$337^{m}66$	$337^{m}53$
V_o =	335,23	332,45	332,09	331,75	331,60	331,47	331,37	331,25	331,31	331,18
V_o' =	334,45	331,67	331,31	330,97	330,82	330,69	330,59	330,47	330,53	330,40

II. *Ondes secondaires*.

Réflexion partielle de l'onde directe sur la première vanne.

Membrane A.

	2*l*.	2*l* + 2L.	2*l* + 4L.
1	124,1	552,6	981,2
2	124,3	552,7	981,2
3	»	552,35	»
4	124,5	552,8	981,7
5	124,25	552,35	981,25
6	124,2	552,5	981,1
Moyennes =	124,27	552,55	981,29
V =	$341^{m}77$	$338^{m}46$	$337^{m}89$
V_o =	335,42	332,11	331,54

Membrane B.

Ondes réfléchies sur la première vanne et revenant sur la membrane B.

On ne retrouve aucune de ces ondes sur la membrane B.

Membrane *a*.

Onde réfléchie sur la première vanne, et agissant sur la membrane *a* après avoir parcouru plusieurs fois la longueur totale du tuyau.

On ne trouve dans le tableau aucune marque de cette onde.

Membrane *c*.

Onde réfléchie sur la première vanne, et agissant sur la membrane *c* après avoir parcouru plusieurs fois la longueur totale du tuyau.

	$2l+c$.	$2l+2L-c$.	$2l+4L-c$.	$2l+6L-c$.	$2l+2L+c$.
1	»	440,0	868,3	»	»
2	»	440,4	868,9	1297,50	»
3	»	439,75	868,25	1296,95	»
4	»	440,6	868,7	»	665,9
5	»	440,25	868,75	»	665,95
6	»	440,3	868,4	»	665,8
Moyennes =	»	440,22	868,55	1297,2	665,88
V =	»	338^{m}09	337^{m}79	337^{m}60	338^{m}21
V_o =	»	331,74	331,44	331,25	331,86

La membrane *c* ayant très-bien marqué les ondes directes, on pouvait espérer qu'elle marquerait également quelques-unes des ondes réfléchies à la première vanne ; c'est ce qui arrive en effet.

Membrane C.

Onde réfléchie sur la première vanne, et agissant sur la membrane C, après avoir parcouru plusieurs fois la longueur totale du tuyau.

	2l + C.	2l + 2L — C.	2l + 4L — C.
1	»	413,1	»
2		413,8	842,4
3	265,97	413,25	842,0
4	263,7	413,9	»
5	263,35	413,75	»
6	»	413,6	842,2
Moyennes =	264,34	413,57	842,2
V =	338^m10	338^m82	338^m00
V_0 =	331,75	332,47	331,65

III *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la deuxième vanne.

Membrane A.

	2l'.	2l' + 2L.	2l' + 4L.
1	274,5	702,9	»
2	274,8	702,9	1131,0
3	274,25	702,35	1130,25
4	275,1	703,2	1132,3
5	274,65	702,85	1131,45
6	274,7	702,9	1131,3
Moyennes =	274,67	702,85	1131,26
V =	339^m39	338^m30	337^m95
V_0 =	333,04	331,95	331,60

Les ondes qui ont ainsi subi une première réflexion sur la deuxième vanne peuvent marquer leurs retours successifs sur les membranes B, C et a; mais on ne trouve pas leurs marques sur les bandes.

Membrane *c*.

On ne trouve, d'une manière certaine, que l'onde qui a suivi le chemin $2l + 4L - c$, pour laquelle on a :

N° 1	1018,0
2	»
3	»
4	1018,7
5	1017,75
6	1017,9
Moyenne =	1018,08

Discutons maintenant les résultats donnés par les diverses membranes.

Occupons-nous d'abord de l'onde que j'ai appelée *principale ;* c'est celle qui, partant de l'origine A, chemine dans le tuyau, en ne subissant de réflexion qu'aux deux extrémités fermées de la conduite.

Cette onde rencontre d'abord la petite membrane *a* à une distance de $284^{m}0$; ce premier passage n'est jamais indiqué par le marqueur. Le même fait se présentera dans toutes nos expériences, quelle que soit la charge de poudre que nous donnions au pistolet, et quelle que soit la sensibilité de la membrane. En regardant de près la membrane *a*, on reconnaît cependant que cette première arrivée de l'onde choque si violemment la membrane contre son butoir, que le disque en platine qui y adhère est complétement dé-

formé. Ainsi, *bien que la membrane* a *soit à une distance considérable* (284^m0), *le contact du disque avec le butoir dure si peu, que le courant ne s'établit pas, ou plutôt qu'il n'acquiert pas assez d'intensité pour faire marcher le marqueur.*

La même onde marque, au contraire, très-bien sur la membrane a, quand elle y revient après sa réflexion sur le fond B, et elle continue à marquer jusqu'à ce qu'elle ait parcouru le chemin $6L + a = 8791^m7$.

On doit conclure de là que le coup de pistolet donne naissance à une série d'ondes foulantes et dilatantes qui se succèdent à des intervalles de temps si rapprochés, que le disque métallique de la membrane ne touche le butoir que pendant un temps très-court. Mais il est probable que, pendant la progression dans la conduite, et par suite de la *viscosité de l'air*, ces ondes partielles finissent par se fusionner et par composer une onde unique, probablement plus allongée, qui presse alors la membrane contre son butoir, et maintient un contact assez long pour que le courant d'induction acquière dans les bobines l'intensité nécessaire pour faire marcher le marqueur.

La membrane qui est rencontrée immédiatement après par l'onde directe, est la membrane c; celle-ci se trouve à une distance $c = 749^m1$; elle est entièrement semblable à la membrane a, et elle est placée, comme elle, sur une tubulure latérale. *La membrane* c *a marqué chaque fois le premier passage de l'onde directe;* ainsi elle ne présente *jamais* l'anomalie que nous trouvons *toujours* pour la membrane a.

La membrane C, placée à la distance $C = 920^m1$, ainsi que la membrane B, qui est placée à la seconde extrémité de la conduite, c'est-à-dire à une distance $L = 1417^m9$, marquent

de même la première arrivée de l'onde, ainsi que les suivantes.

L'onde n'agit sur la membrane A qu'après sa réflexion sur le fond fermé B ; elle a donc parcouru 2L = 2835^{m}8.

Le tableau suivant renferme les vitesses moyennes de propagation que l'on trouve pour l'onde directe, depuis son départ jusqu'à sa première arrivée sur chaque membrane.

Membranes.	Chemins parcourus.	Vitesses moyennes dans l'air humide à 0°.	Vitesses moyennes dans l'air sec à 0°.
c	749^{m}1	335^{m}23	334^{m}45
C	920,1	334,21	333,43
B	1417,9	333,34	332,56
A	2835,8	332,46	331,68

La vitesse moyenne de propagation diminue à mesure que la longueur du chemin parcouru augmente. Cette diminution n'est pas proportionnelle à l'accroissement du parcours ; elle est rapide au commencement, mais elle diminue ensuite très-vite. Il est bon de remarquer qu'une portion de l'onde directe se réfléchissant au passage de chaque vanne, son intensité s'affaiblit naturellement par ce fait.

Nous allons réunir maintenant les vitesses moyennes que l'on déduit des marques successives sur une même membrane.

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	V_0'	W_0	W_0'
2L = 2835^{m}9	332^{m}46	331^{m}68	332^{m}46	331^{m}68
4L = 5671,8	331,79	331,01	331,09	330,31
6L = 8507,7	331,59	330,80	330,92	330,14
8L = 11343,6	331,33	330,55	330,77	329,99
10L = 14179,5	331,22	330,44	330,71	329,93

Pour un même chemin parcouru = 2835^{m}9, la vitesse va

toujours en diminuant; mais le décroissement, qui est considérable entre 2L et 4L, devient ensuite de plus en plus petit; de sorte que la vitesse tend vers un minimum.

Membrane B.

Chemin total parcouru.		V_0	V_0'	W_0	W_0'
L	1417^m9	333^m34	332^m56	333^m34	332^m56
3L	4253,8	331,92	331,14	331,18	330,40
5L	7089,7	331,57	330,79	331,03	330,25
7L	9925,6	331,36	330,58	330,83	330,15
9L	12761,5	331,16	330,38	330,40	329,62

La première vitesse W_0, donnée par la membrane B, est beaucoup plus grande que celle que nous avons trouvée sur la membrane A, mais il n'y a encore que la première moitié du chemin parcouru; cette vitesse se rapporte donc à une onde plus intense. Les valeurs suivantes de W_0 diffèrent très-peu de celles qui leur correspondent sur la membrane A.

Membrane C.

Chemin total parcouru.	V_0	V_0'	W_0	W_0'
2L — C = 1915^m8	332^m71	331^m93	332^m71	331^m93
4L — C = 4751,7	331,73	330,95	331,04	330,26
6L — C = 7587,6	331,15	330,37	330,14	329,36
C = 920,1	334,21	333,43	334,21	333,43
2L + C = 3756,0	331,63	330,85	330,78	330,00
4L + C = 6591,9	331,38	330,60	331,03	330,25

Membrane *a*.

Chemin total parcouru.	V_0	V_0'	W_0	W_0'
$2L - a = 2551^m9$	332^m10	331^m32	332^m10	331^m32
$4L - a = 5387,8$	331,65	330,87	331,30	330,52
$6L - a = 8223,7$	331,45	330,67	331,21	330,43
$2L + a = 3119,9$	332,23	331,45	332,23	331,45
$4L + a = 5955,8$	331,65	330,87	330,96	330,18
$6L + a = 8791,7$	331,45	330,67	331,05	330,27

Membrane *c*.

Chemin total parcouru.	V_0	V_0'	W_0	W_0'
$2L - c = 2086^m7$	332^m45	331^m67	332^m45	331^m67
$4L - c = 4922,6$	331,75	330,97	331,21	330,43
$6L - c = 7758,5$	331,47	330,69	330,99	330,21
$8L - c = 10594,4$	331,25	330,47	330,77	329,99
$10L - c = 13430,3$	331,18	330,40	330,67	329,89
$c = 749,1$	335,23	334,45	335,23	334,45
$2L + c = 3585,0$	332,09	331,31	331,24	330,46
$4L + c = 6420,9$	331,60	330,82	330,97	330,19
$6L + c = 9256,9$	331,37	330,59	330,81	330,03
$8L + c = 12092,8$	331,31	330,53	331,09	330,31

En comparant les vitesses W_0 de ces tableaux, on reconnaît qu'elles suivent sensiblement la même loi de décroissance, et que leurs valeurs absolues sont à peu près les mêmes sur toutes les membranes, pourvu que le chemin parcouru soit à peu près le même. Les petites anomalies que l'on observe sont de l'ordre des erreurs d'observation.

L'examen des ondes secondaires conduit à des conclusions semblables.

Les vitesses moyennes minima V_0' dans l'air sec, qui correspondent à la dernière marque de l'onde, sont :

Pour la membrane A...	330^m44	pour un chemin parcouru...	14179^m5
Pour la membrane B...	330,38	d°	12761,5
Pour la membrane C...	330,37	d°	7587,6
Pour la membrane *a*...	330,67	d°	8791,7
Pour la membrane *c*....	330,40	d°	13430,3

On voit que ces valeurs diffèrent très-peu sur les diverses membranes, dont les unes, comme A et B, reçoivent le choc directement, c'est-à-dire dans le sens de la propagation, et les autres C, *a* et *c*, le reçoivent latéralement.

Les vitesses minima W_0', correspondant à un même chemin parcouru $2L = 2835^m9$, dans l'air sec, et prises entre les deux dernières marques de chaque membrane, sont :

Pour la membrane A...	329^m93	après un parcours total de...	14179^m5
Pour la membrane B...	329,62	d°	12761,5
Pour la membrane C...	329,36	d°	7587,6
Pour la membrane *a*...	330,27	d°	8791,7
Pour la membrane *c*....	329,89	d°	13430,3

Les vitesses minima W_0' diffèrent davantage sur les différentes membranes que les vitesses moyennes minima V_0'; cela doit être parce que c'est dans la détermination de W_0' que l'inertie variable des diverses membranes doit exercer la plus grande influence, puisqu'il ne s'agit alors que d'ondes très-faibles.

Deuxième série (17 avril).

Les expériences se font de la même manière ; les mêmes membranes restent dans la ligne ; mais on augmente la charge de poudre, qui est portée à 1 gr. 000.

T = 10°5, f = 9mm47, H = 759,2.

Membranes A, B, C, *a*, *c*.

Charge 1kg000

N° 1	N° 2	N° 3	N° 4	N° 5	N° 6	N° 1	N° 2	N° 3	N° 4	N° 5	N° 6
112,4	112,3	112,0	111,5	111,6	112,3		968,5	967,9	967,6	967,65	968,2
124,6	»	»	123,7	123,9	»		981,0	»	980,2	980,3	980,7
138,2	138,2	137,9	137,4	137,45	138,1		992,8	992,4	991,7	993,9	991,9
»	161,7	161,7	161,0	161,1	»		1007,5	»	1007,0	»	1007,4
213,3	213,3	212,9	212,5	212,6	213,1		1018,8	1018,3	1018,1	»	1018,8
»	263,7	263,4	262,8	263,0	266,5 ?		1069,0	1068,6	1068,3	1068,15	1068,7
274,9	275,0	274,6	274,2	274,5	274,6		1131,2	»	1130,3	»	1130,7
288,5	288,3	288,0	287,6	287,5	288,2		1144,2	1143,8	1143,5	1143,4	1144,2
313,5	314,2	314,0	313,6	313,5	314,1		»	»	»	»	1157,3
384,7	384,5	384,3	383,6	383,8	384,4		1170,4	1170,3	1168,7	1169,8	1170,2
»	403,4	»	402,5	»	403,0		»	»	»	»	»
413,9	413,6	413,3	412,8	412,9	413,8		1270,0	1270,0	»	1269,3	1269,9
426,8	426,9	426,5	426,0	426,1	426,7		1283,0	1282,6	1282,1	1282,3	1282,5
440,5	440,4	440,1	439,6	439,65	»		1296,3	1296,3	1295,8	1295,9	1296,6
470,0	469,9	469,6	469,2	469,35	469,9		»	»	»	»	»
»	»	»	»	»	»		1396,7	1396,6	1395,8	1396,1	1396,4
540,3	540,2	539,8	539,4	539,5	540,0		1421,8	1422,3	1421,4	1421,6	1422,1
»	552,5	552,1	551,8	551,9	552,4		»	»	»	»	»
Fin du rouleau.	563,8	563,7	563,2	563,2	566,2 ?		1497,2	1498,0	1496,7	1496,3	1497,1
	579,3	579,1	578,4	578,6	579,1		»	»	»	»	»
	641,1	640,7	640,4	640,3	640,8		1572,6	1573,6	1571,8	1571,9	1572,4
	702,8	702,5	701,8	702,0	702,5		»	»	»	»	»
	715,9	715,7	715,3	715,4	716,0		1598,8	»	1598,4	1598,4	1598,8
	»	»	729,1	»	729,1		»	»	»	»	»
	742,2	742,0	741,5	741,45	742,1		1711,4	1712,3	1710,6	1710,8	1711,0
	»	»	»	»	»		»	»	»	»	»
	812,6	812,4	811,8	812,1	812,4		»	»	»	»	»
	»	»	830,8	»	831,1		»	»	»	»	»
	842,0	841,8	841,3	841,4	841,8		1926,0	1927,0	1925,3	1925,2	1925,5
	855,0	854,6	854,1	854,2	854,7		»	»	»	»	»
	868,6	868,2	867,7	867,8	868,5		2001,2	2002,0	2000,5	2000,7	2001,0
	898,1	898,0	897,4	897,6	898,0		»	»	»	»	»
	917,2	»	»	916,6	»		»	»	»	»	»
	943,5	»	»	942,6	»		2140,2	»	»	»	2139,7

Pendule.

Bande n° 1	101,96
— n° 2	101,92
— n° 3	101,98
— n° 4	101,94
— n° 5	101,94
— n° 6	101,94

Moyenne = 101,947

$\frac{1}{2}$ = 50,973

Log = 1,7073402

I. *Ondes principales.*

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
1	426,8	»	»	»	»
2	426,9	855,0	1283,0	1711,4	2140,2
3	426,5	854,6	1282,6	1712,3	»
4	426,0	854,1	1282,1	1710,6	»
5	426,1	854,2	1282,3	1710,8	»
6	426,7	854,7	1282,5	1711,0	2139,7
Moyennes =	426,50	854,52	1282,5	1711,22	2139,95
$V =$	$338^{m}95$	$338^{m}34$	$338^{m}16$	$337^{m}91$	$337^{m}76$
$V_0 =$	332,60	331,99	331,81	331,56	331,41
$V_0' =$	331,82	331,20	331,03	330,78	330,63

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
1	213,3	»	»	»	»
2	213,3	641,1	1069,0	1497,2	1926,0
3	212,9	640,7	1068,6	1498,0	1927,0
4	212,5	640,4	1068,3	1496,7	1925,3
5	212,6	640,3	1068,15	1496,3	1925,2
6	213.1	640,8	1068,7	1497,1	1925,5
Moyennes =	212,95	640,66	1068,55	1497,04	1925,8
$V =$	$339^{m}42$	$338^{m}46$	$338^{m}21$	$337^{m}98$	$337^{m}79$
$V_0 =$	333,07	332,11	331,86	331,63	331,44
$V_0' =$	332,29	331,33	331,08	330,85	330,66

Membrane C.

	C.	2L—C.	2L+C.	4L—C.	4L+C.	6L—C.	6L+C.	8L—C.
1	138,2	288,5	»	»	»	»	»	»
2	138,2	288,3	563,8	715,9	992,8	1144,2	1421,8	1572,6
3	137,9	288,0	563,7	715,7	992,4	1143,8	1422,4	1573,6
4	137,4	287,6	563,2	715,3	991,7	1143,5	1421,4	1571,8
5	137,45	287,5	563,2	715,4	993,9	1143,4	1421,6	1571,9
6	138.1	288.2	566.2	716,0	991,9	1144,2	1422,1	1572,4
Moyennes =	137,87	288,02	564,02	715,66	992,54	1143,82	1421,84	1572,46
$V =$	$340^{m}19$	$339^{m}06$	$339^{m}46$	$333^{m}46$	$338^{m}55$	$338^{m}15$	$338^{m}01$	$337^{m}89$
$V_0 =$	333,84	332,71	333,11	332,11	332,20	331,80	331,66	331,54
$V_0' =$	333,08	331,93	332,33	331,33	331,42	331,02	330,88	330,76

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.
1	»	384,7	470,0	»	»
2	»	384,5	469,9	812,6	898,1
3	»	384,3	469,6	812,4	898,0
4	»	383,6	469,2	811,8	897,4
5	»	383,8	469,35	812,1	897,6
6	»	384,4	469,9	812,4	898,0
Moyennes =	»	384,22	469,66	812,26	897,82
V =	»	$338^{m}56$	$338^{m}62$	$338^{m}12$	$338^{m}15$
V_0 =	»	332,21	332,27	331,77	331,80
V_0' =	»	331,43	331,49	330,99	331,02

Membrane *c*.

	c.	2L − *c*.	2L + *c*.	4L − *c*.	4L + *c*.	6L − *c*.	6L + *c*.	8L − *c*.
1	112,40	313,5	540,3	»	»	»	»	»
2	112,3	314,2	540,2	742,2	968,5	1170,4	1396,7	1598,8
3	112,0	314,0	539,8	742,0	967,9	1170,	1396,6	»
4	111,5	313,6	539,4	741,5	967,6	1168,7	1395,8	1598,4
5	111,6	313,5	539,5	741,45	967,65	1169,8	1396,1	1598,4
6	112,3	314,1	540,0	742,10	968,2	1170,2	1396,4	1598,8
Moyennes =	112,02	313,82	539,87	741,85	967,97	1169,88	1396,32	1598,6
V =	$340^{m}90$	$338^{m}95$	$338^{m}50$	$338^{m}25$	$338^{m}13$	$338^{m}05$	$337^{m}95$	$337^{m}79$
V_0 =	334,55	332,60	332,15	331,90	331,78	331,70	331,60	331,44
V_0' =	333,77	331,82	331,37	331,12	331,00	330,92	330,82	330,66

II. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la première vanne.

Membrane A.

	2*l*.	2*l* + 2L.	2*l* + 4L.
1	124,6	»	»
2	»	552,5	981,0
3	»	552,1	»
4	123,7	551,8	980,2
5	123,9	551,9	980,3
6	»	552,4	980,7
Moyennes =	124,07	552,14	980,55
V =	$342^{m}32$	$338^{m}71$	$338^{m}15$
V_0 =	335,97	332,36	331,80

Membrane *a*.

On ne trouve la marque d'aucune de ces ondes sur les bandes.

Membrane *c*.

	$2l+c$.	$2l+2L-c$.	$2l+4L-c$.	$2l+6L-c$.
1	»	440,5	»	»
2	»	440,4	868,6	1296,3
3	»	440,1	868,2	1296,3
4	»	439,6	867,7	1295,8
5	»	439,65	867,8	1295,9
6	»	»	868,5	1296,6
Moyennes =	»	440,05	868,16	1296,18
V =	»	338m22	337m94	337m86
V_0 =	»	331,87	331,59	331,51

Membrane C.

	$2l+C$.	$2l+2L-C$.	$2l+4L-C$.	$2l+6L-C$.
1	»	413,9	»	»
2	263,7	413,6	842,0	1270,0
3	263,4	413,3	841,8	1270,0
4	262,8	412,8	841,3	»
5	263,0	412,9	841,4	1269,3
6	»	413,8	841,8	1269,9
Moyennes =	263,22	413,38	841,66	1269,80
V =	339m53	338m97	338m22	338m02
V_0 =	333,18	332,62	331,87	331,67

III. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la deuxième vanne.

Membrane A.

	2l'	2l' + 2L.	2l' + 4L.
1	274,9	»	»
2	275,0	702,8	1131,2
3	274,6	702,5	»
4	274,2	701,8	1130,3
5	274,5	702,0	»
6	274,6	702,5	1130,7
Moyennes =	274,63	702,32	1130,73

V =	338m49	337m57	337m14
V_0 =	332,14	331,22	330,79

Membrane B.

	2l' + L.	2l' + 3L.
1	»	»
2	»	917,2
3	»	»
4	»	»
5	»	916,6
6	»	»

Moyenne = 916,9

V = 338m15
V_0 = 331,80

Membranes C et *a*.

Nous avons vu que l'on ne pouvait distinguer sur les bandes les marques des ondes qui, après avoir éprouvé une première réflexion sur la deuxième vanne, viennent rencontrer la membrane C. On ne trouve pas non plus sur les bandes les marques de ces ondes par la membrane *a*.

Membrane *c*.

La membrane *c* ne donne que les marques de l'onde qui a suivi le chemin $2l' + 4L - c$, et pour laquelle on a

N° 1	»
2	1018,8
3	1018,3
4	1018,1
5	»
6	1018,8
Moyenne =	1018,5

$V = 337^m89$
$V_0 = 331,54$

Je réunirai d'abord en un seul tableau les vitesses de propagation que l'on trouve pour l'onde directe, depuis son départ jusqu'à sa première arrivée sur chacune des membranes.

Membranes.	Chemins parcourus.	Vitesses moyennes dans l'air humide à 0°.	Vitesses moyennes dans l'air sec à 0°.
c	749m1	334m55	333m77
C	920,1	333,84	333,06
B	1417,9	333,07	332,29
A	2835,8	332,60	331,82

Ici, comme dans la première série, la vitesse moyenne de

propagation de l'onde directe diminue rapidement à mesure que le parcours augmente.

De même que, pour la première série, la membrane latérale *a* n'a jamais marqué la première arrivée de l'onde directe, mais elle a marqué successivement tous les retours. Les membranes latérales *c* et C ont, au contraire, marqué toujours la première arrivée de l'onde.

Si l'on compare, pour chacune des membranes en service, les valeurs de V_0, c'est-à-dire les vitesses moyennes à 0° avec lesquelles l'onde se propage depuis le départ jusqu'à ses arrivées successives sur cette membrane, avec celles que l'on a obtenues dans la première série, on voit qu'elles en diffèrent si peu, qu'on est conduit aux conclusions que j'ai énoncées page 306 et suivantes. Je n'inscrirai que les tableaux qui se rapportent aux membranes A et B.

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
2L = 2835m9	332m60	332m60	331m82	331m82
4L = 5671,8	331,99	331,38	331,21	330,60
6L = 8507,7	331,81	331,41	331,03	330,63
8L = 11343,6	331,56	330,82	330,78	330,04
10L = 14179,9	331,41	330,82	330,63	330,04

Membrane B.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
L = 1417m9	333m07	333m07	332m29	332m29
3L = 4253,8	332,11	331,62	331,33	330,84
5L = 7089,7	331,86	331,48	331,08	330,70
7L = 9925,6	331,63	331,01	330,85	330,23
9L = 12761,5	331,44	330,80	330,66	330,02

Les vitesses sont généralement un peu plus grandes que

celles de la première série; cela tient à ce que l'onde avait une intensité initiale plus grande, puisqu'elle était produite par une charge double de poudre.

Les vitesses moyennes minima V_0' dans l'air sec, pour le parcours total de l'onde jusqu'à la dernière marque et les vitesses W_0' qui se rapportent au dernier chemin parcouru de 2835^{m}9, sont données par le tableau suivant :

	V_0'	Chemin total parcouru.	W_0'
Pour la membrane A...	330^{m}63	14179^{m}5	330^{m}04
Pour la membrane B...	330,66	12761,5	330,02
Pour la membrane C...	330,76	10423,5	330,12
Pour la membrane *a*...	331,02	5955,8	330,26
Pour la membrane *c*...	330,66	10594,4	330,02

Les vitesses moyennes V_0' pour le parcours total diffèrent à peine de celles que nous avons trouvées dans notre première série pour des chemins parcourus égaux ; elles sont seulement un peu plus fortes.

Les vitesses minima W_0' correspondantes au même chemin parcouru $2L = 2835^{m}9$ dans l'air sec, et prises entre les deux dernières marques de chaque membrane sont également un peu plus grandes que celles de la série 1 ; cela tient probablement à ce que l'onde conserve encore à la fin un peu plus d'intensité dans les expériences de la série 2.

Troisième série (17 avril).

Toutes les membranes sont dans la ligne; on augmente encore la charge de poudre que l'on porte à 1^{g}500.

$T = 10°5$, $f = 9^{mm}47$, $H = 760,1$.

Membranes A, B, C, *a*, *b*, *c*.

Charge 1gr500 — T = 10°5

Nº 1.	Nº 2.	Nº 1.	Nº 2.
111,75	112,1	992,15	992,6
»	124,4	1004,55	1007,5
137,66	138,1	1017,45	1018,0
161,55	161,7	1068,55	1068,9
212,85	212,1	»	1130,6
263,15	263,6	1143,95	1144,8
274,55	274,8	1156,55	1157,5
287,85	288,2	1169,66	1170,3
313,85	314,3	1194,45	1195,1
383,85	384,4	1269,65	1270,3
»	403,0	1282,45	1282,8
413,45	413,7	1296,45	1296,6
426,45	426,7	1344,55	1345,6
440,05	440,3	1396,05	1396,6
470,0	469,8	1420,05	1422,9
488,75	489,1	1432,55	1432,8
539,55	540,1	1496,65	1497,4
552,05	552,5	1558,1	1558,7
563,55	564,2	1572,35	1572,9
578,65	579,1	1584,85	1584,9
640,55	641,0	1598,15	1598,9
702,05	702,6	1688,55	1688,7
715,65	716,2	1710,55	1711,2
728,65	729,5	1813,55	1813,8
741,65	742,0	1824,55	1825,1
766,45	767,1	1836,65	1837,1
811,65	»	1925,15	1926,0
831,05	831,5	1986,65	1987,2
841,2	842,1	2000,55	2001,6
854,55	854,7	2012,65	2013,5
868,15	868,6	2026,65	2027,4
898,45	»	2139,25	2139,6
916,55	917,4	2415,25	2415,6
942,95	943,6	2441,55	2441,5
967,85	968,3	2567,55	2567,6
980,15	980,8	2996,55	2994,8

Pendule.

Nº 1	101,946
Nº 2	101,950

Moyenne = 101,948

$\frac{1}{2}$ = 50,974

Log = 1,7073402

I. *Ondes principales.*

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
1	426,45	854,55	1282,45	1710,55	2139,25	2567,55	2996,55
2	426,7	854,7	1282,8	1711,20	2139,6	2567,6	2994,8
Moyennes =	426,58	854,63	1282,63	1710,88	2139,43	2567,58	2995,67
V =	$338^{m}88$	$338^{m}30$	$338^{m}12$	$337^{m}97$	$337^{m}85$	$337^{m}81$	$337^{m}79$
V_0 =	332,53	331,95	331,77	331,62	331,50	331,46	331,44
V_0' =	331,75	331,17	330,99	330,84	330,72	330,68	330,66

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
1	212,85	640,55	1068,55	1496,65	1925,15
2	212,1	641,0	1068,9	1497,4	1926,0
Moyennes =	212,48	640,78	1068,72	1497,02	1925,57
V =	$340^{m}17$	$338^{m}40$	$338^{m}16$	$337^{m}98$	$337^{m}83$
V_0 =	333,82	332,05	331,81	331,63	331,48
V_0' =	333,04	331,27	331,03	330,85	330,70

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.	6L + C.	8L − C.
1	137,66	287,85	563,55	715,65	992,15	1143,95	1420,05	1572,35
2	138,10	288,2	564,2	716,2	992,6	1144,4	1422,9	1572,9
Moyennes =	137,88	288,02	563,88	715,92	992,37	1144,17	1421,48	1572,62
V =	$340^{m}16$	$339^{m}06$	$339^{m}54$	$338^{m}33$	$338^{m}60$	$338^{m}03$	$338^{m}08$	$337^{m}88$
V_0 =	333,81	332,71	333,19	331,98	332,25	331,63	331,73	331,53
V_0' =	333,03	331,93	332,41	330,20	331,47	330,85	330,95	330,75

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.
1	»	383,85	470,0	811,65	898,45
2	»	384,4	469,8	»	»
Moyennes	»	384,12	469,9	811,65	898,45
V	»	$338^{m}65$	$338^{m}45$	$338^{m}37$	$337^{m}91$
V_0	»	332,30	332,10	332,02	331,56
V_0'	»	331,52	331,32	331,24	330,78

Membrane *b*.

	b	2L — *b*.	2L + *b*.	4L — *b*.	6L + *b*.	6L' — *b*.	6L + *b*.
1	»	»	488,75	»	916,55	»	1344,55
2	»	»	489,1	»	917,4	»	1345,6
Moyenne	»	»	488,92	»	916,97	»	1345,07
V	»	»	$338^{m}20$	»	$337^{m}92$	»	$337^{m}84$
V_0	»	»	331,85	»	331,57	»	331,49
V_0'	»	»	331,07	»	330,79	»	330,71

Membrane *c*.

	c	2L — *c*.	2L + *c*.	4L — *c*.	4L + *c*.	6L — *c*.	6L + *c*.	8L — *c*.	8L + *c*.	10L — *c*.
1	111,75	313,85	539,55	741,65	967,85	1169,65	1396,05	1598,15	1824,55	2026,65
2	112,1	314,3	540,1	742,0	968,3	1170,3	1396,6	1598,9	1825,1	2027,4
Moyennes =	111,92	314,07	539,82	741,82	968,07	1169,97	1396,32	1598,51	1824,82	2027,02
V =	$341^{m}21$	$338^{m}66$	$338^{m}54$	$338^{m}26$	$338^{m}10$	$338^{m}03$	$337^{m}94$	$337^{m}82$	$337^{m}80$	$337^{m}75$
V_0 =	334,86	332,33	332,19	331,91	331,75	331,68	331,59	331,47	331,45	331,40
V_0' =	334,08	331,55	331,41	331,13	330,97	330,90	330,81	330,69	330,67	330,62

II. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la première vanne.

Membrane A.

	2*l*.	2*l* + 2L.	2*l* + 4L.	2*l* + 6L.	2*l* + 8L.
1	»	552,05	980,15	»	1836,65
2	124,4	552,5	980,8	»	1837,1
Moyennes =	124,4	552,27	980,47	»	1836,87
V =	$341^{m}42$	$338^{m}63$	$338^{m}17$	»	$337^{m}97$
V_0 =	335,07	332,28	331,82	»	331,62

Membrane B.

	2*l* + L.	2*l* + 3L.	2*l* + 5L.
1	»	766,45	1194,45
2	»	767,1	1195,1
Moyennes =	»	766,77	1194,77
V =	»	$338^{m}16$	$338^{m}00$
V_0 =	»	331,81	331,65

Membrane C.

	$2l+C.$	$2l+2L-C.$	$2l+4L-C.$	$2l+6L-C.$
1	263,15	413,45	841,2	1269,65
2	263,6	413,7	842,1	1270,3
Moyennes =	363,37	413,57	841,65	1269,97
V =	$339^{m}34$	$338^{m}82$	$338^{m}23$	$337^{m}97$
V_0 =	333,00	332,47	331,88	331,62

Membranes *a* et *b*.

Les ondes réfléchies sur la première vanne n'agissent pas sur les membranes *a* et *b*.

Membrane *c*.

	$2l+c.$	$2l+2L-c.$	$2l+4L-c.$	$2l+6L-c.$
1	»	440,05	868,15	1296,45
2	»	440,3	868,6	1296,6
Moyennes =	»	440,17	868,37	1296,52
V =	»	$338^{m}13$	$337^{m}86$	$337^{m}78$
V_0 =	»	331,78	331,51	331,43

III. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la deuxième vanne.

Membrane A.

	$2l'.$	$2l'+2L.$	$2l'+4L.$	$2l'+6L.$	$2l'+8L.$	$2l'+10L.$
1	274,55	702,05	»	1558,1	1986,65	2415,25
2	274,8	702,6	1130,6	1558,7	1987,2	2415,6
Moyennes =	274,67	702,32	1130,6	1558,4	1986.92	2415,42
V =	$339^{m}15$	$338^{m}31$	$337^{m}92$	$337^{m}84$	$337^{m}67$	$337^{m}57$
V_0 =	332,80	331,96	331,57	331,49	331,32	331,22

Membrane B.

	$2l' + L.$	$2l' + 3L.$	$2l' + 5L.$
1	488,75	916,55	1344,55
2	489,1	917,4	1345,6
Moyennes =	488,92	916,97	1345,07
V =	$338^{m}25$	$337^{m}88$	$337^{m}72$
V_0 =	331,90	331,53	331,37

Membranes *b* et C.

Pour les raisons que j'ai précédemment indiquées, pages 293 et 295, on ne peut pas avoir les marques des ondes qui, après une première réflexion sur la deuxième vanne, viennent agir sur les membranes *b* et C.

Membranes *a* et *c*.

On ne voit pas les marques de ces ondes sur la membrane *a*, et l'on ne trouve sur les bandes que les ondes marquant sur la membrane *c* qui ont parcouru le chemin $2l' + 4L - c$, et pour lesquelles on a :

	1017,45
	1018,00
Moyenne =	1017,72
V =	$338^{m}15$
V_0 =	331,80

Le tableau des vitesses de propagation de l'onde directe

depuis son départ jusqu'à sa première arrivée sur chacune des membranes, est le suivant :

Membranes.	Chemins parcourus.	V_0	V_0'
c	749m1	334m86	334m08
C	920,1	333,81	333,03
B	1417,9	333,82	333,04
A	2835,8	332,53	331,75

Les membranes *a* et *b* n'ont jamais marqué la première arrivée de l'onde directe, mais elles ont marqué ensuite tous les retours.

Les vitesses V_0' sont un peu plus grandes que dans la série 2, par suite de la plus grande intensité initiale de l'onde.

Je donne, dans les tableaux suivants, les vitesses moyennes V_0 et V_0' dans l'air humide et dans l'air sec, pour des longueurs parcourues, de plus en plus grandes, ainsi que les vitesses W_0 et W_0' qui représentent les vitesses, sur une même longueur parcourue $2L = 2835^m9$, dans l'air humide et dans l'air sec, pour l'onde de plus en plus affaiblie :

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
2L = 2835m9	332m53	332m53	331m75	331m75
4L = 5671,8	331,95	331,35	331,17	330,57
6L = 8507,7	331,77	331,39	330,99	330,60
8L = 11343,6	331,62	331,20	330,84	330,42
10L = 14179,5	331,50	330,96	330,72	330,18
12L = 17015,4	331,46	331,28	330,68	330,50
14L = 19851,3	331,44	331,32	330,66	330,54

Membrane B.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
L = 1417^{m}9	333^{m}82	333^{m}82	333^{m}04	333^{m}04
3L = 4253,8		331,16	331,27	330,38
5L = 7089,7	331,81	331,44	331,03	330,66
7L = 9925,6	331,63	331,16	330,85	330,38
9L = 12761,5	331,48	330,96	330,70	330,18

Les valeurs trouvées diffèrent bien peu de celles qui sont inscrites dans les tableaux semblables de la deuxième série; mais les marques sur la membrane A sont plus nombreuses, ce qui s'explique par la plus grande intensité de l'onde au départ.

Les vitesses minima V_0' et W_0' dans l'air sec et se rapportant aux deux dernières marques de l'onde sur chaque membrane, diffèrent aussi très-peu de celles que nous avons obtenues dans la deuxième série.

Quatrième série (17 avril).

T = 10°5, f = 9^{mm}47, H = 761,1.

Toutes les membranes sont dans la ligne. On porte la charge de poudre à 2^{gr}000.

Membranes A, B, C, *a*, *b*, *c*.

Charge = 2gr000

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
111,8	112,4	111,5	111,5
»	»	124,0	124,0
137,6	138,2	137,4	137,5
»	161,8	160,5	»
212,7	213,2	212,5	212,6
»	»	246,2	246,5
263,3	263,7	263,0	263,0
274,5	274,8	274,2	274,3
279,9	280,2	282,4	282,3
287,8	288,1	287,4	287,4
313,9	314,4	313,7	313,7
338,3	338,7	338,1	338,0
»	»	354,0	354,0
364,4	»	363,5	363,7
384,1	»	383,7	383,7
395,0	»	393,6	393,5
413,5	413,9	413,1	413,1
416,9	417,4	416,9	416,9
426,4	426,6	426,2	426,4
440,1	440,4	439,7	439,5
470,0	469,8	469,4	469,2
488,9	489,1	488,4	488,4
515,3	515,2	514,6	514,6
527,8	»	»	527,8
536,1	»	536,2	535,6
552,2	552,4	552,1	550,7
566,1	564,2	563,5	563,6
589,6	589,	589,2	587,0
»	»	615,5	615,5
640,6	641,0	639,4	640,4
»	»	659,3	659,4
680,8	680,7	681,0	677,6
»	692,0	691,6	691,4
702,2	702,6	702,9	701,9
715,9	716,1	715,5	715,4
728,8	729,3	727,9	728,3
741,7	742,1	741,5	741,4
766,6	766,7	765,8	764,0
»	»	778,2	778,2
»	»	792,8	792,8
»	»	806,5	806,3
812,3	»	811,5	811,4
828,0	828,2	827,6	827,5

Charge = 2gr000

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
841,8	841,8	841,2	841,3
854,3	854,8	854,3	853,9
868,3	868,6	867,1	866,9
881,3	»	880,9	880,8
»	»	897,1	897,0
916,8	917,0	916,4	916,3
942,1	943,2	940,4	942,0
956,3	»	956,0	956,2
968,1	968,2	967,5	967,4
980,4	980,7	980,0	979,8
992,2	992,4	991,7	991,5
1004,4	»	1003,9	1004,1
1017,6	1017,8	1016,0	1016,2
1044,6	1044,6	1043,7	1043,5
1067,4	1068,9	1067,0	1067,3
1093,6	1094,1	1093,2	1093,2
1130,4	1130,8	1129,9	1129,9
1144,2	1144,4	1143,6	1143,6
1156,7	1157,2	1156,3	1156,4
1170,2	1170,4	1169,0	1169,6
»	»	1180,2	1180,0
1194,4	1194,6	1192,6	1192,5
»	»	1218,5	1218,4
»	»	1239,8	1239,8
1256,1	»	1255,9	1255,8
1269,9	1269,9	1269,5	1269,4
1282,6	1283,0	1282,2	1282,4
1296,5	1296,6	»	1295,9
1309,4	»	1309,1	1308,9
1345,0	1345,1	1344,2	1344,2
1371,4	1371,	1368,9	1368,9
1385,0	»	1384,6	1384,8
1396,4	1396,7	1396,0	1395,9
1408,4	1408,2	1408,0	1408,1
1420,4	1420,6	1420,0	1419,9
1432,7	1435,9	»	1432,3
1446,1	1446,3	1445,1	1444,8
1473,1	»	1472,3	1472,3
1497,2	1497,2	1495,5	1495,7
1558,6	1558,8	1558,0	1558,0
1572,5	1572,8	1572,1	1571,8
1585,1	1585,3	1584,5	1581,6
1598,6	1598,7	1598,1	1598,2

Quatrième série (suite).

Charge = 2gr000

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
»	1623,5	1622,3	1022,2
1689,0	»	1688,9	1688,0
1698,3	1698,3	1697,6	1697,9
1711,1	1711,3	1710,8	1710,6
1725,2	1725,1	»	1724,3
»	»	1737,5	1737,5
1773,6	1773,7	1772,6	1772,5
1799,8	1799,7	1798,9	1799,0
1824,8	1825,1	1824,4	1824,4
1837,2	1837,5	1836,5	»
1850,9	1851,0	1848,5	1848,4
»	»	1873,5	1873,5
»	»	1900,5	1900,6
1925,7	1925,6	1925,0	1925,0
1987,0	»	1986,1	1986,5
2001,1	2001,2	2000,5	2000,4
2013,5	»	2012,7	2012,9
2026,8	2027,2	2026,3	2026,4
»	»	2051,1	2061,1
»	»	2097,0	2097,3

Charge = 2gr000

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
»	»	2118,0	2118,4
»	»	2126,2	2126,3
2139,5	2139,8	2139,0	2139,0
»	»	2201,3	2201,3
»	»	2227,5	2227,5
»	2253,8	2252,8	2252,8
»	»	2265,0	2265,
»	»	2277,1	2277,2
»	»	2302,8	2303,
2354,4	2354,3	2353,6	2353,7
2416,0	»	2414,9	2415,0
»	»	2429,0	2429,1
»	»	2441,1	2441,7
»	»	2455,1	2454,9
2568,3	2568,6	2567,7	2567,8
»	»	2681,9	2682,0
»	»	2782,5	2782,4
»	»	2858,6	2858,4
»	»	2884,6	2884,9
»		2996,0	2996,9

Pendule.

N° 1	101,89
N° 2	101,88
N° 3	101,89
N° 4	101,91
Moyenne =	101,892
$\frac{1}{2}$ =	50,946
Log =	1,7071101

Les marques recueillies sur chaque membrane sont beaucoup plus nombreuses que dans les expériences des séries précédentes; on devait s'y attendre puisque l'on avait augmenté encore la charge de poudre.

I. *Ondes principales.*

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	L.	10L.	12L.	14L.
	426,4	854,3	1282,6	1711,1	2139,5	2568,3	»
	426,6	854,8	1283,0	1711,3	2139,8	2568,6	»
	426,2	854,3	1282,2	1710,8	2139,0	2567,7	2996,0
	426,4	853,9	1282,4	1710,6	2139,0	2567,8	2996,9
Moyennes =	426,4	854,32	1282,55	1710,95	2139,32	2568,10	2996,45
V =	338^m83	338^m23	337^m93	337^m76	337^m68	337^m55	337^m51
V_0 =	332,49	331,89	331,59	331,42	331,34	331,21	331,17
V_0' =	331,71	331,11	330,80	330,64	330,56	330,43	330,39

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.	13L.
	212,7	640,6	1067,4	1497,2	1925,7	2354,4	»
	213,2	641,0	1068,9	1497,2	1925,6	2354,3	»
	212,5	639,4	1067,0	1495,5	1925,0	2353,6	2782,5
	212,6	640,4	1067,3	1495,7	1925,0	2353,7	2782,4
Moyennes =	212,75	640,3	1067,65	1496,4	1925,32	2354,0	2782,45
V =	339^m55	338^m46	338^m31	337^m93	337^m69	337^m56	337^m61
V_0 =	333,21	332,12	331,97	331,59	331,35	331,22	331,27
V_0' =	332,43	331,34	331,19	330,81	330,57	330,44	330,49

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.	6L + C.	8L − C.	8L + C.	10L − C.	10L + C.	12L − C.
	137,6	287,8	566,1	715,9	992,2	1144,2	1420,4	1572,5	1850,9	2001,1	»	»
	138,2	288,1	564,2	716,1	992,4	1144,4	1420,6	1572,8	1851,0	2001,2	»	»
	137,4	287,4	563,5	715,5	991,7	1143,6	1420,0	1572,1	1848,5	2000,5	2277,1	2429,0
	137,5	287,4	563,6	715,4	991,5	1143,6	1419,9	1571,8	1848,4	2000,4	2277,2	2429,1
Moyennes =	137,67	287,67	564,35	715,72	991,95	1143,95	1420,22	1572,30	1849,70	2000,8	2277,15	2429,05
V =	340^m49	339^m28	339^m07	338^m23	338^m56	337^m90	338^m20	337^m74	337^m78	337^m62	337^m81	337^m57
V_0 =	334,15	332,94	332,73	331,89	332,22	331,56	331,86	331,40	331,44	331,28	331,47	331,23
V_0' =	333,37	332,16	331,95	331,11	331,44	330,78	331,08	330,62	330,66	330,50	330,69	330,45

Membrane *a*.

	a	2L — a.	2L + a.	4L — a.	4L + a.	6L — a.
	»	384,1	470,0	812,3	»	»
	»	»	469,8	»	»	»
	»	383,7	469,4	811,5	897,1	1239,8
	»	383,7	469,2	811,4	897,0	1239,8
Moyennes =	»	383,3	469,60	811,73	897,03	1239,8
V =		$338^{m}72$	$338^{m}47$	$338^{m}16$	$338^{m}16$	$337^{m}93$
V_o =		332,38	332,13	331,82	331,82	331,59
V_o' =		331,60	331,35	331,04	331,04	330,81

Membrane *b*.

	b.	2L — b.	2L + b.	4L — b.	4L + b.	6L — b.	6L + b.	8L — b.	8L + b.	10L — b.	10L + b.
	»	364,4	488,9	»	916,8	»	1345,0	»	1773,6	»	»
	»	»	489,	»	917,0	»	1345,1	»	1773,7	»	»
	»	363,5	488,4	792,8	916,4	1218,5	1344,2	»	1772,6	»	2201,3
	»	363,7	488,4	792,8	916,3	1218,4	1344,62	»	1772,5	»	2201,3
Moyennes =	»	363,87	488,70	792,8	916,62	1218,45	1344,62	»	1773,1	»	2201,3
V =	»	$340^{m}07$	$338^{m}06$	$338^{m}32$	$337^{m}86$	$338^{m}70$	$337^{m}77$	»	$337^{m}63$	»	$337^{m}58$
V_o =	»	333,73	331,72	331,98	331,52	332,36	331,43	»	331,29	»	331,24
V_o' =	»	332,95	330,94	331,20	330,74	331,58	330,65	»	330,51	»	330,46

Membrane c.

	c.	2L — c.	2L + c.	4L — e.	4L + c.	6L — c.	6L + c.	8L — c.	8L + c.	10L — c.	10L + c.	12L — c.	12L + c.	14L — e.
	111,8	313,9	»	741,7	968,1	1170,2	1396,4	1598,6	1824,8	2026,8	»	»	»	»
	112,4	314,4	»	742,1	968,2	1170,4	1396,7	1598,7	1825,1	2027,2	2253,8	»	»	»
	111,5	313,7	»	741,5	967,5	1169,0	1396,0	1598,1	1824,4	2026,3	2252,8	2455,1	2681,9	2884,6
	111,5	313,7	»	741,4	967,4	1169,6	1395,9	1598,2	1823,4	2026,4	2252,8	2454,9	2682,0	2884,9
Moyennes =	111,80	313,92	»	741,68	967,80	1169,80	1396,25	1598,4	1824,7	2026,8	2253,1	2455,0	2682,0	2884,8
V =	$341^{m}38$	$338^{m}65$	»	$338^{m}17$	$338^{m}00$	$337^{m}89$	$337^{m}75$	$337^{m}65$	$337^{m}63$	$337^{m}59$	$337^{m}78$	$337^{m}55$	$337^{m}45$	$337^{m}34$
V_o =	335,04	332,31	»	331,82	331,66	331,55	331,41	331,31	331,29	331,25	330,44	331,21	331,11	331,00
V_o' =	334,26	331,53	»	331,04	330,88	330,77	330,63	330,53	330,51	330,47	329,66	330,43	330,33	330,22

II. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la première vanne.

Membrane A.

	$2l$.	$2l+2L$.	$2l+4L$.	$2l+6L$.	$2l+8L$.	$2l+10L$.
	»	552,2	980,4	1408,4	1837,2	»
	»	552,4	980,7	1408,8	1837,5	»
	124,0	552,1	980,0	1408,0	1836,5	2265,0
	124,0	550,7	980,0	1408,1	»	2265,2
Moyennes =	124,0	551,85	979,22	1408,32	1837,07	2265,1
V =	342^{m}73	338^{m}73	338^{m}09	337^{m}91	337^{m}69	337^{m}66
V_0 =	336,01	332,39	331,75	331,57	331,35	331,32

Membrane B.

	$2l+L$.	$2l+3L$.	$2l+5L$.	$2l+7L$.	$2l+9L$.
	338,3	766,6	1194,4	»	»
	338,7	766,7	1194,6	1623,5	»
	338,1	765,8	1192,6	1622,3	2051,1
	338,0	766,0	1192,5	1622,2	2051,1
Moyennes =	338,27	766,28	1193,52	1622,67	2051,1
V =	339^{m}05	338^{m}21	338^{m}20	337^{m}79	337^{m}68
V_0 =	332,71	331,97	331,86	331,45	331,34

Membrane C.

	$2l+C$.	$2l+2L-C$.	$2l+4L-C$.	$2l+6L-C$.	$2l+8L-C$.	$2l+10L-C$.	$2l+2L+C$.
	263,3	413,5	841,8	1269,9	1698,3	»	»
	263,7	413,9	841,8	1269,9	1698,3	»	692,0
	263,0	413,1	841,2	1269,5	1697,6	2126,2	691,6
	263,0	413,1	841,3	1269,4	1697,9	2126,3	691,4
Moyennes =	263,33	413,40	841,52	1269,68	1698,02	2126,3	691,67
V =	339^{m}23	338^{m}79	338^{m}12	337^{m}88	337^{m}75	337^{m}68	338^{m}01
V_0 =	332,89	332,45	331,78	331,54	331,41	331,34	331,67

Membrane *a*.

	$2l+a$.	$2l+2L-a$.	$2l+4L-a$.	$2l+6L-a$.	$2l+8L-a$.	$2l+10L-a$.	$2l+2L+a$.	$2l+4L+a$.	$2l+6L+a$.	$2l+8L+a$.	$2l+10L+a$
	»	515,3	942,1	1371,4	1799,8	»	589,6	1017,6	1446,1	»	»
	»	515,2	943,2	1371,5	1799,7	»	589,8	1017,8	1446,3	»	»
	»	514,6	940,4	1368,9	1798,9	2227,5	589,2	1016,0	1445,1	1873,5	2302,8
	»	514,6	940,3	1368,9	1799,0	2227,5	587,0	1016,2	1444,8	1873,5	2303,0
Moyennes =	»	514,94 ?	941,5	1370,17	1799,35	2227,5	588,90 ?	1016,90	1445,57	1873,5	2302,9
V =	»	$334^{\rm m}92$	$336^{\rm m}63$	$336^{\rm m}76$	$336^{\rm m}73$	$336^{\rm m}87$	$342^{\rm m}00$	$340^{\rm m}13$	$339^{\rm m}21$	$338^{\rm m}85$	$338^{\rm m}40$
V_o =	»	328,58	330,29	330,42	330,39	330,53	335,66	333,79	332,87	332,51	332,06

Membrane *b*.

$2l+b$.	$2l+2L-b$.	$2l+4L-b$.	$2l+6L-b$.	$2l+8L-b$.
»	»	»	»	»
»	»	»	»	»
»	»	»	»	»
»	»	»	»	»

Ces marques se superposent presque exactement sur celles que la membrane *b* donne pour les ondes directes.

	$2l+2L+b$.	$2l+4L+b$.	$2l+6L+b$.	$2l+8L+b$.
	»	1044,6	1473,1	»
	»	1044,6	»	»
	615,5	1043,7	1472,3	1900,5
	616,5	1043,5	1472,3	1900,6
Moyennes =	615,5	1044,1	1472,57	1900,55
V =	$337^{\rm m}39$	$337^{\rm m}27$	$337^{\rm m}24$	$337^{\rm m}30$
V_o =	331,05	330,93	330,90	330,[illegible]6

Membrane *c*.

	$2l+c$.	$2l+2L-c$.	$2l+4L-c$.	$2l+6L-c$.	$2l+8L-c$.	$2l+2L+c$.	$2l+4L+c$.
	»	440,1	868,3	1296,5	1715,2	»	1093,6
	»	440,4	868,6	1296,6	1725,1	»	1094,1
	»	439,7	867,1	»	»	»	1093,2
	»	439,5	866,9	1295,9	1724,3	»	1093,2
Moyennes =	»	439,92	867,72	1296,33	1724,87	»	1093,52
V =	»	$338^{\rm m}16$	$337^{\rm m}94$	$337^{\rm m}67$	$337^{\rm m}53$	»	$337^{\rm m}97$
V_o =	»	331,82	331,60	331,33	331,19	»	331,63

III. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la deuxième vanne.

Membrane A.

	2l'	2l' + 2L.	2l' + 4L.	2l' + 6L.	2l' + 8L.	2l' + 10L.	2l' + 12L.
	274,5	702,2	1130,4	1558,6	1987,0	2416,0	»
	274,8	702,6	1130,8	1558,8	»	»	»
	274,2	702,0	1129,9	1558,0	1986,1	2414,9	2858,6
	274,3	701,9	1129,9	1558,0	1986,5	2415,0	2858,4
Moyennes =	274,45	702,17	1130,25	1558,35	1986,5	2415,3	2858,5
V =	$339^{m}50$	$338^{m}46$	$338^{m}08$	$337^{m}92$	$337^{m}81$	$337^{m}66$	$335^{m}85$
V_0 =	333,16	332,12	331,74	331,58	331,47	331,32	329,51

Membrane B.

	2l' + L.	2l' + 3L.	2l' + 5L.	2l' + 7L.	2l' + 9L.
	488,9	916,8	1345,0	1773,6	»
	489,1	917,0	1345,1	1773,7	»
	488,4	916,4	1344,2	1772,6	2201,3
	488,4	916,3	1344,2	1772,5	2201,3
Moyennes =	488,70	916,62	1344,62	1773,1	2201,3
V =	$338^{m}47$	$338^{m}08$	$337^{m}92$	$337^{m}75$	$337^{m}66$
V_0 =	332,13	331,74	331,58	331,41	331,32

Membrane C.

Ces marques se superposent toutes, soit sur celles que la même membrane reçoit comme ondes principales, soit avec celles qu'elle reçoit de la part de l'onde qui s'est réfléchie partiellement sur la première vanne.

Membrane *a*.

On ne trouve sur les bandes que les ondes qui ont parcouru le chemin $2l' + 2L - a$, et pour lesquelles on a

	$2l' + 2L - a$.
N° 3	659,3
N° 4	659,3
Moyennes =	659,3

$$V = 338^{m},52$$
$$V_0 = 332,18$$

Les marques des ondes ayant parcouru les chemins $2l' + 2nL + a$ se superposent sur les marques que l'onde directe fait sur la membrane *c*.

Membrane *b*.

Ces marques se superposent sur celles qui sont produites par l'onde directe agissant sur la membrane B, ou sur celles qui sont produites par l'onde se réfléchissant partiellement sur la première vanne, et qui marquent également sur la membrane B.

Membrane *c*.

Ces marques coïncident avec celles que la membrane *a* donne pour les ondes réfléchies sur la première vanne.

Le tableau général de la page 324 contient un assez grand nombre de marques qui n'ont pas trouvé leur place dans nos tableaux partiels ; cela tient à ce qu'il existe encore des mo-

des de réflexion sur les vannes, autres que ceux que j'ai énumérés dans les tableaux de la page 291 et suivantes, qui donnent des ondes assez intenses pour faire marquer les membranes très-sensibles. Ainsi la membrane A a marqué les ondes qui ont suivi les chemins

$4l$.	$4l+2L$.	$6l+2L$.
»	680,8	»
»	680,7	»
246,2	681,0	806,5
246,	677,6	806,3

Il serait facile de trouver des marques analogues pour les autres membranes.

Les vitesses de l'onde directe, depuis son départ jusqu'à sa première arrivée sur chacune des membranes, se trouvent dans le tableau suivant :

Membranes.	Chemins parcourus.	V_0	V_0'
c	749^m1	335^m04	334^m26
C	920,1	334,15	333,37
B	1417,9	333,21	332,43
A	2835,8	332,49	331,71

Les membranes *a* et *b* n'ont pas marqué la première arrivée de l'onde, mais bien toutes les suivantes.

Les vitesses sont généralement un peu plus grandes que celles de la série 3; ainsi l'augmentation de la charge de poudre se fait encore sentir.

Les deux tableaux suivants contiennent les vitesses moyennes V_0 et V_0' dans l'air à 0°, humide et sec, depuis le départ de l'onde jusqu'à ses arrivées successives sur les membranes A et B; ils contiennent de plus les vitesses décroissantes pour un même chemin parcouru :

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
2L = 2835m9	332m49	332m49	331m71	331m71
4L = 5671,8	331,89	331,29	331,11	330,51
6L = 8507,7	331,59	331,03	330,81	330,25
8L = 11343,6	331,42	330,90	330,64	330,12
10L = 14179,5	331,34	330,92	330,56	330,14
12L = 17015,4	331,21	330,60	330,43	329,82
14L = 19851,3	331,17	330,94	330,39	330,16

Membrane B.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
L = 1417m9	333m21	333m21	332m43	332m43
3L = 4253,8	332,12	331,58	331,34	330,80
5L = 7089,7	331,97	331,74	331,19	330,96
7L = 9925,6	331,59	330,63	330,81	329,85
9L = 12761,5	331,35	330,50	330,57	329,72
11L = 15597,4	331,22	330,69	330,44	329,91
13L = 18433,3	331,27	330,87	330,49	330,09

On reconnaît immédiatement

1° Que, pour des égalités de parcours, c'est-à-dire pour des intensités égales de l'onde, les deux membranes donnent les mêmes vitesses;

2° Que les vitesses W_0' diminuent d'abord rapidement pour les premiers parcours, puis très-lentement pour arriver à une vitesse minima limite, qui est sensiblement la même dans toutes les expériences et qui diffère bien peu de celle que nous avons trouvée dans les trois premières séries.

Cinquième série (17 avril).

Toutes les membranes restent dans la ligne, mais on cherche à leur donner leur maximum de sensibilité. A cet effet on les tend plus fortement, et on rapproche les butoirs ; de plus on réduit la charge de poudre à 1gr000.

$T = 10^{\circ}5$, $f = 9^{mm}47$, $H = 761,6$.

Membranes A, *a*, *b*, *c*, C et B.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.
111,75	111,1	111,9	112,1	111,2	112,3	112,1	111,9	111,8
137,6	137,3	137,9	138,0	137,3	138,1	137,9	137,9	137,9
»	160,9	161,4	161,7	161,0	»	161,5	»	161,5
212,7	212,5	212,9	213,2	212,0	213,2	212,9	212,7	213,0
263,0	262,7	263,5	263,7	262,7	263,5	263,6	263,5	263,5
274,0	274,1	274,7	274,9	274,2	274,5	274,5	274,5	274,7
287,4	287,6	287,6	286,0	287,6	286,0	285,4	285,2	287,9
313,5	313,6	314,3	314,5	313,6	314,5	314,1	313,8	314,3
338,0	338,3	338,7	339,0	338,3	339,0	»	338,1	»
364,0	364,6	365,0	»	364,6	365,0	»	364,5	»
383,7	383,6	384,4	384,3	383,6	384,5	384,3	384,3	384,4
402,1	402,6	403,2	403,4	402,6	403,2	402,7	402,3	403,3
412,9	413,1	413,8	413,9	413,1	413,8	413,6	413,2	413,8
426,0	426,2	426,8	427,1	426,2	426,6	426,5	426,2	426,9
439,5	439,7	440,4	440,7	439,7	440,5	440,1	439,6	440,4
»	468,7	470,1	469,2	468,7	470,5	469,7	»	470,7
488,5	488,6	489,2	489,7	488,6	489,3	488,7	488,6	486,9
514,7	514,8	515,4	515,7	514,8	515,4	515,2	514,6	515,6
539,3	539,5	540,3	540,5	539,6	540,5	540,0	539,5	540,4
551,6	551,9	552,6	553,0	551,1	552,6	552,2	551,7	552,5
562,9	565,7	564,5	566,7	565,7	566,4	563,7	563,3	566,5
578,1	578,8	577,2	579,6	578,7	579,5	578,9	578,4	579,5
588,9	589,3	590,2	»	589,2	590,2	589,8	589,5	591,0
640,0	640,5	641,3	641,6	640,5	641,1	640,5	640,1	641,2
680,0	»	681,6	»	681,4	680,8	680,5	681,4	»
691,6	692,6	692,6	691,6	692,2	691,8	691,3	»	692,4
701,4	702,1	703,0	703,2	702,1	702,9	702,2	701,8	702,9
715,0	715,6	716,4	716,6	715,6	716,4	715,6	715,4	716,2
728,2	729,2	729,9	730,2	729,1	729,6	728,9	728,4	729,8
740,7	741,8	742,5	742,7	741,7	742,4	741,6	741,4	742,5

Cinquième série (suite).

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.
765,6	766,4	767,3	767,7	766,5	767,2	766,7	766,0	767,3
»	792,7	794,2	793,8	792,7	793,4	»	»	816,6
»	812,2	»	816,7	812,2	»	814,5	»	»
830,0	831,1	831,9	832,2	831,0	831,8	827,9	830,4	831,8
840,6	841,5	842,4	842,6	841,4	842,2	841,5	841,0	842,2
853,5	854,6	855,5	855,6	854,6	855,2	854,4	854,0	855,3
867,0	868,1	869,2	869,1	868,1	868,8	868,0	867,6	869,1
883,5	»	885,3	»	»	»	884,6	884,0	»
»	898,9	»	»	898,9	»	898,2	»	»
915,5	916,5	917,5	917,7	916,5	917,4	916,6	915,9	917,5
941,8	942,9	943,8	944,0	942,9	943,8	942,9	942,3	943,8
966,8	»	968,7	969,2	»	968,6	968,0	967,3	968,5
979,2	»	981,4	981,7	»	981,0	980,3	979,5	981,5
990,8	992,9	993,1	995,6	993,0	992,6	992,0	991,3	995,1
1006,0	1007,6	1008,2	1008,7	1007,6	1008,0	1007,2	1006,5	1008,2
1015,9	1017,2	1018,8	1018,9	1017,2	1017,9	1017,5	1016,6	1018,3
1042,9	1044,4	1045,3	1045,5	1044,4	1045,0	1044,0	»	1045,1
1067,3	1068,7	1069,8	1069,7	1068,7	1069,3	1068,6	1067,7	1069,6
1092,3	1093,7	1094,4	1094,6	1093,6	»	1093,8	1093,1	1094,2
1129,0	1130,7	1131,5	1131,9	1130,7	1131,2	1130,3	1129,8	1131,5
1142,5	1143,9	1145,2	1145,2	1143,8	1144,5	1144,0	1143,1	»
1155,6	1157,4	1158,3	1158,6	1157,3	1157,9	1156,9	1156,4	1158,2
1168,4	1170,3	1171,3	1171,3	1170,8	1170,1	1169,1	»	1171,0
1192,9	1194,6	1195,8	1196,0	1194,6	1195,2	1194,5	1193,5	1195,5
»	1221,5	1222,9	»	1221,5	1222,0	»	»	»
1258,4	»	1261,2	1261,5	»	1260,7	1255,9	1259,0	1260,9
1268,1	1269,6	1272,0	1271,2	1270,4	1269,9	1268,7	»	1271,7
1280,9	1282,1	1283,9	1284,2	1283,5	1282,5	1281,6	1285,0	1283,6
1294,9	1296,1	»	1297,8	1296,5	1297,0	1296,5	1295,4	»
»	»	»	»	»	1309,4	»	1311,2	»
1343,1	1345,1	1346,1	1346,4	1345,1	1345,5	1344,9	1344,1	1346,1
1369,4	1371,4	1372,4	1372,6	1368,4	1372,1	1371,3	1370,6	1372,3
»	»	»	»	»	»	1384,9	»	»
1394,6	1396,5	1397,5	1397,8	1396,5	1397,0	1396,3	1395,3	1397,2
1406,8	1409,2	1410,2	1410,4	1409,1	1409,5	1408,3	1407,6	1409,7
1418,5	1422,8	1426,8	1427,1	1422,8	1423,2	1420,6	1419,5	»
1434,0	»	1437,5	1437,5	»	1436,7	1432,5	»	1436,9
1444,0	1446,1	1447,4	1447,8	1446,1	1446,9	1445,8	1445,0	1447,1
1495,0	1497,3	1498,4	1498,7	1497,6	1497,0	1495,7	1498,9	1498,3
1556,7	1559,4	1560,4	1560,6	1559,5	1559,7	1558,3	1557,6	1560,0
1570,1	1572,4	»	1575,7	1572,4	1573,2	1572,4	1571,2	»
1583,6	»	1587,1	1587,6	»	Fin du rouleau.	1584,7	1584,6	1586,6
1596,3	1598,6	»	1600,0	1598,6		1598,4	1597,2	1599,5
»	1673,0	1674,1	»	1674,0		1674,4	»	1673,9.

Cinquième série (suite).

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.
1696,0	1698,5	»	»	»	1698,1	1697,3	»
1708,9	1711,6	1712,9	1712,9	»	1710,8	1709,7	1712,5
1722,7	1724,6	»	»	1724,6	1725,0	1723,4	»
1771,5	1773,7	1775,1	1775,4	1773,7	1773,4	»	1775,1
1797,5	1800,5	1801,4	1801,8	1800,5	1799,7	»	1801,5
1822,4	1825,0	1826,7	1826,9	1825,0	1824,5	1823,4	1826,0
1847,9	»	»	»	»	1850,4	1849,5	»
1922,9	1925,9	1927,4	1927,5	1925,9	1925,4	1923,9	1926,9
1983,9	»	1989,4	»	»	1986,8	1985,9	1989,1
1998,1	»	»	»	»	2000,9	1999,5	2002,3
2024,4	2027,1	2029,1	2029,1	2027,1	2926,9	2025,4	2028,2
2136,8	2140,5	2141,7	2142,2	2140,5	2139,1	2138,0	2141,3
2250,5	2253,8	2255,9	2256,1	2254,8	»	2251,7	2255,1
2351,0	2354,8	2356,4	2356,6	2354,8	2354,0	2352,4	2356,3
»	2456,2	»	»	2456,2	»	»	2457,7
2565,7	»	2571,2	»	»	2567,9	2566,1	2570,5

Pendule.

N° 1	101,75
N° 2	101,98
N° 3	101,97
N° 4	101,90
N° 5	101,91
N° 6	101,87
N° 7	101,79
N° 8	101,97

Moyenne = 101,893

$\frac{1}{2}$ = 50,946

Log $\frac{1}{2}$ = 1,7071101

Les marques des membranes sont ici beaucoup plus nombreuses que dans les séries précédentes, bien que la charge de poudre soit moindre que pour les séries 3 et 4. Ce résultat est obtenu en donnant aux membranes leur plus grande sensibilité; mais cela n'est possible que si l'on se trouve dans des circonstances favorables, c'est-à-dire quand l'air est parfaitement calme dans la galerie.

I. *Ondes principales.*

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.
	426,0	853,5	1280,9	1708,9	2136,8	2565,7
	426,2	854,6	1282,1	1711,6	2140,5	»
	426,8	855,5	1283,9	1712,9	2141,7	2571,2
	427,1	855,6	1284,2	1712,9	2142,2	»
	426,2	854,6	1283,5	»	2140,5	»
	426,6	855,2	1282,5	»	»	»
	426,5	854,4	1281,6	1710,8	2139,1	2567,9
	426,2	854,0	1285,0	1709,7	2138,0	2566,1
	426,9	855,3	1283,6	1712,5	2141,3	2570,5
Moyennes =	426,50	854,74	1283,03	1711,33	2140,0	2568,3
V =	$338^{\mathrm{m}}76$	$338^{\mathrm{m}}84$	$337^{\mathrm{m}}83$	$337^{\mathrm{m}}70$	$337^{\mathrm{m}}56$	$337^{\mathrm{m}}53$
V_o' =	332,42	332,50	331,49	331,36	331,22	331,19
V_o' =	331,64	331,72	330,71	330,58	330,44	330,41

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.
	212,7	640,0	1067,3	1495,0	1922,9	2351,0
	212,5	640,5	1068,7	1497,3	1925,9	2354,8
	212,9	641,3	1069,8	1498,4	1927,4	2356,4
	213,2	641,6	1069,7	1498,7	1927,5	2356,6
	212,9	640,5	1068,7	1497,6	1925,9	2354,8
	213,2	641,1	1069,3	1497,0	»	»
	212,9	640,5	1068,6	1495,7	1925,4	2354,0
	212,7	640,1	1067,7	1498,9	1923,9	2352,4
	213,0	641,2	1069,6	1498,3	1926,9	2356,0
Moyennes =	212,89	640,76	1068,82	1497,4	1925,7	2354,5
V =	$339^{\mathrm{m}}32$	$338^{\mathrm{m}}22$	$337^{\mathrm{m}}94$	$337^{\mathrm{m}}70$	$337^{\mathrm{m}}79$	$337^{\mathrm{m}}50$
V_o =	332,98	331,88	331,60	331,36	331,45	331,16
V_o' =	332,20	331,10	330,82	330,58	330,67	330,38

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.	6L + C.	8L − C.	8L + C.	10L − C.
	137,6	287,4	562,9	715,0	990,8	1142,5	1418,5	1570,1	1847,9	1998,1
	137,3	287,6	565,7	715,6	992,9	1143,9	1422,8	1572,4	»	»
	137,9	287,6	564,5	716,4	993,1	1145,2	1426,8	»	»	»
	138,0	286,0	566,7	716,6	995,6	1145,2	1427,1	1575,7	»	»
	137,3	287,6	565,7	715,6	993,0	1143,8	1422,8	1572,4	»	»
	138,1	286,0	566,4	716,4	992,6	1144,5	1423,2	1573,2	»	»
	137,9	285,4	563,7	715,6	992,0	1144,0	1420,6	1572,4	1850,4	2000,9
	137,9	285,2	563,3	715,4	991,3	1143,1	1419,5	1571,2	1849,5	1999,5
	137,9	287,9	566,5	716,2	995,1	»	»	»	»	2002,3
Moyennes =	137,77	286,74	565,04	715,86	992,94	1144,02	1422,6	1572,8	1849,3	2000,2
V =	340^{m}25	340^{m}39	338^{m}65	338^{m}17	338^{m}22	337^{m}90	337^{m}63	337^{m}64	337^{m}85	337^{m}72
V_0 =	333,91	334,05	332,31	331,83	331,88	331,56	331,27	331,30	331,51	331,38
V_0' =	333,13	333,27	331,53	331,05	331,10	330,78	330,49	330,52	330,73	330,60

Membrane *a*.

	a.	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.	8L − *a*.
	»	383,7	»	»	»	»
	»	383,6	468,7	812,2	898,9	1673,0
	»	384,4	470,1	»	»	1674,1
	»	384,3	469,2	816,7	»	»
	»	383,6	468,7	812,2	898,9	1674,0
	»	384,5	470,5	»	»	»
	»	384,3	469,7	814,5	898,2	1674,4
	»	384,3	»	»	»	»
	»	384,4	470,7	816,6	»	1673,9
Moyennes =	»	384,12	469,66	814,44	898,66	1673,88
V =	»	338^{m}46	338^{m}43	337^{m}03	337^{m}64	336^{m}62
V_0 =	»	332,12	332,09	330,69	331,30	330,28
V_0' =	»	331,34	331,31	329,92	330,52	329,50

Membrane *b*.

	b	2L − *b*.	2L + *b*.	4L − *b*.	4L + *b*.	6L − *b*.	6L + *b*.	8L − *b*.	8L + *b*.
	»	364,0	488,5	»	915,5	»	1343,1	»	1771,5
	»	364,6	488,6	792,7	916,5	1221,5	1345,1	»	1773,7
	»	365,0	489,2	794,2	917,5	1222,9	1346,1	»	1775,1
	»	»	489,7	793,8	917,7	»	1346,4	»	1775,4
	»	364,6	488,6	792,7	916,5	1221,5	1345,1	»	1773,7
	»	365,0	489,3	793,4	917,4	1222,0	1345,5	»	»
	»	»	488,7	»	916,6	»	1344,9	»	1773,4
	»	364,5	488,6	»	915,9	»	1344,1	»	»
	»	»	486,9	»	917,5	»	1346,1	»	1775,1
Moyennes =	»	364,62	488,68	793,36	916,79	1221,98	1345,18	»	1774,0
V =	»	$339^{m}37$	$338^{m}07$	$338^{m}09$	$337^{m}79$	$337^{m}73$	$337^{m}62$	»	$337^{m}46$
V_{o} =	»	333,03	331,73	331,75	331,45	331,39	331,28	»	331,12
V_{o}' =	»	332,25	330,95	330,97	330,67	330,61	330,50	»	330,34

Membrane *c*.

	c.	2L − *c*.	2L + *c*.	4L − *c*.	4L + *c*.	6L − *c*.	6L + *c*.	8L − *c*.	8L + *c*.	10L − *c*.	10L + *c*.	12L − *c*.
	111,75	313,5	539,3	740,7	966,8	1168,4	1394,6	1596,3	1822,4	2024,4	2250,5	»
	111,1	313,6	539,5	741,8	»	1170,3	1396,5	1598,6	1825,0	2027,1	2253,8	2456,2
	111,9	314,3	540,3	742,5	968,7	1171,3	1397,5	»	1826,7	2029,1	2255,9	»
	112,1	314,5	540,5	742,7	969,2	1171,3	1397,8	1600,0	1826,9	2029,1	2256,1	»
	111,2	313,6	539,6	741,7	»	1170,8	1396,5	1598,6	1825,0	2027,1	2254,8	2456,2
	112,3	314,5	540,5	742,4	968,6	1170,1	1397,0	»	»	»	»	»
	112,1	314,1	540,0	741,6	968,0	1169,1	1396,3	1598,4	1824,5	2026,9	»	»
	111,9	313,8	539,5	741,4	967,3	»	1395,3	1597,2	1823,4	2025,4	2251,7	»
	111,8	314,3	540,4	742,5	968,5	1171,0	1397,2	1599,5	1826,0	2028,2	2255,1	2457,7
Moyennes =	111,80	314,02	539,95	741,92	968,16	1170,3	1396,5	1598,4	1825,0	2027,2	2254,0	2456,7
V =	$341^{m}38$	$338^{m}54$	$338^{m}27$	$338^{m}02$	$337^{m}88$	$337^{m}75$	$337^{m}70$	$337^{m}65$	$337^{m}58$	$337^{m}52$	$336^{m}65$	$337^{m}32$
V_{o} =	335,04	332,20	331,93	331,68	331,54	331,41	331,36	331,31	331,24	331,18	330,31	330,98
V_{o}' =	334,26	331,42	331,15	330,90	330,76	330,63	330,58	330,53	330,46	330,40	329,53	330,20

II. *Ondes secondaires.*

Réflexion partielle de l'onde directe sur la première vanne.

Membrane A.

	2l.	2l + 2L.	2l + 4L.	2l + 6L.
	»	551,6	979,2	1406,8
	»	551,9	»	1409,2
	»	552,6	981,4	1410,2
	»	553,0	981,7	1410,4
	»	551,1	»	1409,1
	»	552,6	981,0	1409,5
	»	552,2	980,3	1408,3
	»	551,7	979,5	1407,6
	»	552,5	981,5	1409,7
Moyennes =	»	552,13	980,66	1408,98
V =	»	338m55	337m74	337m74
V_0 =	»	332,21	331,40	331,40

Membrane B.

	2l + L.	2l + 3L.	2l + 5L.
	338,0	765,6	1192,9
	338,3	766,4	1194,6
	338,7	767,3	1195,8
	339,0	767,7	1196,0
	338,3	766,5	1194,6
	339,0	767,2	1195,2
	»	766,7	1194,5
	338,1	766,0	1193,5
	»	767,3	1195,5
Moyennes =	338,49	766,74	1194,73
V =	338m83	338m01	337m86
V_0 =	332,49	331,67	331,54

Membrane C.

	$\mathfrak{A}+C.$	$\mathfrak{A}+2L-C.$	$\mathfrak{A}+4L-C.$	$\mathfrak{A}+6L-C.$	$\mathfrak{A}+8L-C.$	»	$\mathfrak{A}+2L+C.$
	263,0	412,9	840,6	1268,1	1696,0	»	691,6
	262,7	413,1	841,5	1269,6	1698,5	»	692,6
	263,5	413,8	842,4	1272,0	»	»	692,6
	263,7	413,9	842,6	1271,2	»	»	691,6
	262,7	413,1	841,4	1270,4	»	»	692,2
	263,5	413,8	842,2	1269,9	»	»	691,8
	263,6	413,6	841,5	1268,7	1698,1	»	691,3
	263,5	413,2	841,0	»	1697,3	»	»
	263,5	413,8	842,2	1271,7	»	»	692,4
Moyennes =	263,3	413,46	841,71	1270,2	1697,46	»	692,01
$V=$	$339^{m}27$	$338^{m}74$	$338^{m}04$	$337^{m}75$	$337^{m}85$	»	$337^{m}87$
$V_0=$	332,93	332,40	331,70	331,41	331,51	»	331,53

Membrane *a*.

Cette onde ne donne pas de marques.

Membrane *b*.

	$\mathfrak{A}+2nL-b.$	$\mathfrak{A}+2L+b.$	$\mathfrak{A}+4L+b.$
	»	»	1042,9
	»	»	1044,4
	»	»	1045,3
	»	»	1045,5
	»	»	1044,4
	»	»	1045,0
	»	»	1044,0
	»	»	»
	»	»	1045,1
Moyennes =		»	1044,57
$V=$		»	$337^{m}11$
$V_0=$		»	330,77

Ces marques suivent très-près celles de l'onde directe marquant sur la membrane *b*; je ne les inscris pas.

Membrane *c*.

	$l+c$.	$2l+2L-c$.	$2l+4L-c$.	$2l+6L-c$.	$2l+L-c$.
	»	439,5	867,0	1294,9	1722,7
	»	439,7	868,1	1296,1	1724,6
	»	440,4	869,2	»	»
	»	440,7	869,1	1297,8	»
	»	439,7	868,1	1296,5	1724,6
	»	440,5	868,8	1297,0	»
	»	440,1	868,0	1296,5	1725,0
	»	439,6	867,6	1295,4	1723,4
	»	440,4	869,1	»	»
Moyennes =	»	440,06	868,33	1296,31	1724,06
V =	»	338^m05	337^m70	337^m67	337^m67
V_0 =	»	331,71	331,36	331,33	331,33

	$2l+2L+c$.	$2l+4L+c$.
	»	1092,3
	»	1093,7
	»	1094,4
	»	1094,6
	»	1093,6
	»	»
	»	1093,8
	»	1093,1
	»	1094,2
Moyennes =	»	1093,71

III. *Ondes secondaires*.

Réflexion partielle de l'onde directe sur la deuxième vanne.

Membrane A.

	$2l'$	$2l'+2L$.	$2l'+4L$.	$2l'+6L$.	$2l'+8L$.
	274,0	701,4	1129,0	1556,7	1983,9
	274,1	702,1	1130,7	1559,4	»
	274,7	703,0	1131,5	1560,4	1989,4
	274,9	703,2	1131,9	1560,6	»
	274,2	702,1	1130,7	1559,5	»
	274,5	702,9	1131,2	1559,7	»
	274,5	702,2	1130,3	1558,3	1986,8
	274,5	701,8	1129,8	1557,6	1985,9
	274,7	702,9	1131,5	1560,0	1989,1
Moyennes =	274,55	702,40	1130,73	1559,13	1987,01
V =	339^m37	338^m34	337^m96	337^m76	337^m73
V_0 =	333,03	332,00	331,62	331,42	331,39

Membrane B.

	$2l'+L.$	$2l'+3L.$	$2l'+5L.$	$2l'+7L.$
	488,5	915,5	1343,1	1771,5
	488,6	916,5	1345,1	1773,7
	489,2	917,5	1346,1	1775,1
	489,7	917,7	1346,4	1775,4
	488,6	916,5	1345,1	1773,7
	489,3	917,4	1345,5	»
	488,7	916,6	1344,9	1773,4
	488,6	915,9	1344,1	»
	486,9	917,5	1346,1	1775,1
Moyennes =	488,67	916,79	1345,15	1774,0
$V =$	338^m49	338^m02	337^m77	337^m55
$V_0 =$	332,15	331,68	331,43	331,21

Membrane C.

Ces ondes superposent leurs marques sur celles des ondes directes que reçoit cette même membrane C.

Membrane *a*.

L'onde ne donne pas de marque sur la membrane *a*.

Membrane *b*.

Ces marques coïncident presque avec celles qui sont données par l'onde directe sur la membrane B, ou par l'onde réfléchie à la première vanne marquant sur cette même membrane B.

Membrane *c*.

On ne trouve pas de marques de l'onde sur cette membrane.

Pour résumer les résultats obtenus dans cette cinquième série, j'inscrirai d'abord les vitesses que l'onde directe présente entre son départ et sa première arrivée sur chacune des membranes. Nous remarquons d'abord que la première arrivée ne marque jamais sur les deux membranes latérales les plus rapprochées *a* et *b*. Ce fait est d'accord avec ce que nous avons vu dans les précédentes séries :

Membranes.	Chemins parcourus.	V_0	V_0'
c	749m1	335m04	334m26
C	920,1	333,91	333,13
B	1417,9	332,98	332,20
A	2835,8	332,42	331,64

On voit donc encore ici que la vitesse diminue rapidement dans le premier parcours du tuyau, et sensiblement de la même manière que dans les quatre premières séries.

Les vitesses moyennes V_0 et V_0' que l'onde présente depuis son départ jusqu'à ses arrivées successives sur une même membrane, ainsi que les vitesses W_0 et W_0' successivement décroissantes, que l'on trouve pour l'onde qui parcourt un même chemin dans les différentes parties de son parcours total, sont représentées dans les tableaux suivants. Mais je

me suis borné aux marques faites par les deux membranes extrêmes A et B ; les membranes intermédiaires conduisent au même résultat, ainsi qu'il est facile de s'en assurer par le calcul.

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
2L = $2835^{m}9$	$332^{m}42$	$332^{m}42$	$331^{m}64$	$331^{m}64$
4L = 5671,8	332,50	332,05	331,72	330,27
6L = 8507,7	331,49	331,01	330,71	330,23
8L = 11343,6	331,36	331,00	330,58	330,22
10L = 14179,5	331,22	330,70	330,44	329,92
12L = 17015,4	331,19	331,00	330,41	330,22

Membrane B.

L = $1417^{m}9$	$332^{m}98$	$332^{m}98$	$332^{m}20$	$332^{m}20$
3L = 4253,8	331,88	331,34	331,10	330,56
5L = 7089,7	331,60	331,19	330,83	330,41
7L = 9925,6	331,36	330,78	330,58	330,00
9L = 12761,5	331,45	331,00	330,67	330,22
11L = 15597,4	331,16	330,60	330,38	329,82

Les vitesses minima qui sont données par les deux dernières marques sur la même membrane, sont peu différentes de celles que nous avons trouvées dans les précédentes séries. Les vitesses maxima sont sensiblement les mêmes que celles de la série 4, ainsi on arrive aux mêmes conclusions.

Sixième série (20 avril).

On diminue le nombre des membranes en service, afin de faciliter le relevé des bandes, et on leur donne la plus grande sensibilité possible.

Les membranes A, *a* et B sont seules dans la ligne télégraphique. La charge de poudre est de $1^{gr}000$.

La température moyenne des tuyaux $= 10°5$, $f = 9^{mm}47$, $H = 756,3$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
212,7	212,7	»	212,8	212,9	212,8
274,3	274,1	274,2	273,9	273,6	274,2
337,7	337,5	338,2	»	337,5	337,6
»	383,8	»	»	»	383,8
426,2	426,0	426,5	426,4	426,4	426,0
469,3	469,6	470,0	»	469,4	469,5
488,1	488,2	»	»	488,3	»
514,4	514,3	515,1	514,7	514,7	514,5
551,7	551,7	552,2	551,8	551,7	551,5
»	»	578,5	576,3	578,2	»
640,1	639,9	040,6	640,3	610,3	640,0
701,5	701,6	701,8	701,7	700,2	701,5
765,5	765,3	»	765,8	765,5	765,4
811,5	811,1	811,9	811,7	811,5	811,3
853,4	853,3	854,0	853,5	853,5	853,3
897,0	897,1	897,6	897,2	897,1	896,7
915,0	915,2	916,5	915,9	915;7	915,4
941,8	941,6	943,0	942,3	941,9	941,7
979,2	979,2	979,8	979,4	979,5	979,1
1005,6	»	1006,5	1006,1	»	»
1040,5	1040,6	»	»	»	»
1067,4	1067,2	1069,4	1067,8	1067,6	1067,5
1129,3	1129,2	1129,5	1128,9	1129,5	1128,9
1192,9	1192,3	»	1193,4	1193,1	1193,0
1239,3	1239,2	1239,8	1239,8	»	1239,2
1281,0	1281,1	1281,7	1281,3	1281,3	1280,9
1324,5	1324,9	1325,6	1325,1	»	»
1342,8	1342,2	»	1343,7	1342,4	1342,6
1369,4	1368,8	»	1370,0	1369,3	1369,5
»	»	1407,6	1407,4	»	»
»	1468,0	»	»	1468,3	»

Sixième série (suite).

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
1495,1	1494,8	1496,5	1495,7	1495,0	1495,0
»	»	1557,6	1557,2	»	»
1620,6	1620,2	»	1621,7	1620,5	1620,4
1710,0	1708,7	1709,9	1709,3	1709,3	1708,6
1771,4	1770,2	»	1771,6	1770,2	1770,4
1798,0	1796,7	»	»	1797,0	1797,1
1923,9	1922,6	1924,6	1923,7	1922,7	Fin du rouleau.
»	2136,6	2138,1	2137,7	»	»
»	2198,2	»	»	2198,9	»
»	2224,9	»	»	2225,0	»
»	2350,5	»	2351,8	2350,6	»

Pendule.

N° 1.	101,88
N° 2.	101,80
N° 3.	101,88
N° 4.	101,86
N° 5.	101,82
N° 6.	101,81

Moyenne = 101,842

$\frac{1}{2}$ = 50,921

Log = 1,7068969

Je ne prendrai dans ce tableau que les marques qui se rapportent aux ondes principales; je négligerai celles qui proviennent des ondes qui ont subi une première réflexion partielle sur la première ou sur la seconde vanne. Je ferai de même pour toutes les séries suivantes afin de ne pas multiplier les tableaux inutilement. Il est d'ailleurs facile de reconnaître, sur les tableaux des ondes secondaires des cinq premières séries, que l'étude de ces ondes conduit exactement aux mêmes conclusions que celle des ondes principales.

Ondes principales. — Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	426,2	853,4	1281,0	1710,0	»
	426,0	853,3	1281,1	1708,7	2136,6
	426,5	854,0	1281,7	1709,9	2138,1
	426,4	853,5	1281,3	1709,3	2137,7
	426,4	853,5	1281,3	1709,3	»
	426,0	853,3	1280,9	1708,6	»
Moyennes =	426,25	853,5	1281,22	1709,36	2137,47
V =	338m63	338m39	338m14	338m27	337m80
V_0 =	332,29	332,05	331,80	331,93	331,46
V_0' =	331,51	331,27	331,02	331,15	330,68

Onde directe. — Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.
	212,7	640,1	1067,4	1495,1	1923,9	»
	212,7	639,9	1067,2	1494,8	1922,6	2350,5
	»	640,6	1069,4	1496,5	1924,6	»
	212,8	640,3	1067,8	1495,7	1923,7	2351,8
	212,9	640,3	1067,6	1495,0	1922,7	2350,6
	212,8	640,0	1067,5	1495,0	»	»
Moyennes =	212,78	640,20	1067,82	1495,35	1923,50	2350,97
V =	339m33	338m35	338m09	337m98	337m79	337m83
V_0 =	333,00	332,01	331,75	331,64	331,45	331,49
V_0' =	332,22	331,23	330,97	330,86	330,67	330,71

Onde directe. — Membrane *a*.

	a	$2L - a$	$2L + a$	$4L - a$	$4L + a$	$6L - a$	$6L + a$
	»	»	469,3	811,5	897,0	1239,3	1324,5
	»	383,8	469,6	811,1	897,1	1239,2	1324,9
	»	»	470,0	811,9	897,6	1239,8	1325,6
	»	»	»	811,7	897,2	1239,8	1325,1
	»	»	469,4	811,5	897,1	»	»
	»	383,8	469,5	811,3	896,7	1239,2	»
Moyennes =	»	383,8	469,56	811,50	897,12	1239,46	1325,02
$V =$	»	338ᵐ57	338ᵐ33	338ᵐ08	338ᵐ05	337ᵐ84	337ᵐ87
$V_0 =$	»	332,23	332,00	331,74	331,71	331,50	331,53
$V_0' =$	»	331,45	331,22	330,96	330,93	330,72	330,75

Pour abréger, je supprime les tableaux partiels des ondes secondaires sur chacune des trois membranes. On en trouve les marques sur le tableau général. Ces marques se rapportent :

1° A l'onde qui, ayant subi une première réflexion partielle sur la première vanne, vient marquer successivement

Sur la membrane A, après avoir parcouru les chemins $2l + 2L$, $2l + 4L$ et $2l + 6L$;
Sur la membrane B, après avoir parcouru $2l + L$, $2l + 3L$, $2l + 5L$ et $2l + 7L$;
Sur la membrane *a*, après avoir parcouru $2l + 2L - a$, $2l + 4L - a$, $2l + 6L - a$, $2l + 8L - a$ et $2l + 10L - a$;

2° A l'onde qui subit une première réflexion partielle sur la seconde vanne et qui marque ensuite successivement

Sur la membrane A, après avoir parcouru les chemins $2l'$, $2l' + 2L$, $2l' + 4L$ et $2l' + 6L$;
Sur la membrane B, après avoir parcouru $2l' + L$, $2l' + 3L$, $2l' + 5L$, $2l' + 7L$ et $2l' + 9L$;
On ne trouve pas de marques sur la membrane *a*.

Du reste les vitesses que l'on obtient pour ces ondes secondaires sont entièrement semblables à celles que nous avons trouvées pour les séries précédentes.

La membrane *a* n'a jamais marqué la première arrivée de l'onde, mais elle marque toutes les suivantes.

Les vitesses V_0' et W_0', données par les membranes A et B pour les arrivées successives de l'onde, sont réunies dans les tableaux suivants :

Membrane A.

Chemins parcourus.	V_0	W_0	V_0'	W_0'
2L = 2835m9	332m29	332m29	331m51	331m51
4L = 5671,8	332,05	331,65	331,27	330,87
6L = 8507,7	331,80	331,28	331,02	330,50
8L = 11343,6	331,93	330,95	331,15	330,17
10L = 14179,5	331,46	330,97	330,68	330,19

Membrane B.

L = 1417m9	333m00	333m00	332m22	332m22
3L = 4253,8	332,01	331,52	331,23	330,74
5L = 7089,7	331,75	331,36	330,97	330,58
7L = 9925,6	331,64	331,43	330,86	330,65
9L = 12761,5	331,45	330,94	330,67	330,16
11L = 15597,4	331,49	331,48	330,71	330,70

On ne trouve pas de différence bien sensible entre les valeurs de ces tableaux et leurs similaires des tableaux des séries précédentes.

Quant aux vitesses déduites des marques de la membrane latérale *a*, elles concordent parfaitement avec celles qui sont données par les membranes extrêmes A et B, pourvu qu'on les compare pour des parcours égaux.

Septième série (21 avril).

T = 11°0, T′ = 10°0 } Moyenne = 10°5, $f = 9^{mm}47$, H = 761,2.

Charge = 1gr000. Membranes A, B et *a*.

Bande n° 1.	Bande n° 2.	Bande n° 3.	Bande n° 4.	Bande n° 1.	Bande n° 2.	Bande n° 3.	Bande n° 4.
207,4	206,1	»	206,9	936,9	935,1	»	936,3
268,9	»	»	268,2	974,3	»	»	973,4
332,7	331,4	»	»	1000,9	»	»	1000,3
359,8	358,4	359,4	359,2	1062,4	1061,0	1062,0	1061,8
378,6	377,1	377,8	377,8	1124,4	»	»	1123,7
420,8	»	420,2	420,2	1188,1	1186,8	»	1187,4
463,9	462,4	463,2	463,3	1215,0	1213,6	»	1214,4
482,6	481,1	»	481,7	1276,2	»	1275,7	1275,5
509,8	»	»	»	1337,9	1336,2	1337,8	1337,4
546,6	»	»	546,0	1364,8	»	»	»
572,8	»	»	572,2	1490,2	1488,7	1490,0	1489,6
634,7	633,2	634,3	634,3	1615,9	»	»	»
696,5	»	696,0	695,9	1643,8	»	»	»
760,4	759,1	»	759,8	1704,1	»	1704,0	1703,6
787,3	785,6	787,0	786,5	1766,2	»	»	»
806,2	804,7	805,5	805,5	1918,2	»	1918,1	1917,9
848,8	»	847,8	847,8	2132,6	»	»	2132,2
891,8	890,1	891,3	891,2	2346,5	»	»	»
909,9	908,6	909,3	909,3				

Pendule.

Bande n° 1.	101,87
Bande n° 2.	101,88
Bande n° 3.	101,86
Bande n° 4.	101,87
Moyenne =	101,87
$\frac{1}{2}$ =	50,935
Log =	1,7070163

Je ne prends dans ce tableau que les ondes principales, c'est-à-dire celles qui ne subissent de réflexions qu'aux extrémités de la ligne; je néglige les ondes secondaires provenant d'une réflexion partielle, soit sur le premier, soit sur le second robinet-vanne.

De plus, je ne compterai plus l'onde au départ du coup de pistolet que je n'ai pas cherché à noter exactement sur la bande, mais seulement à la première arrivée de cette onde

sur la membrane B. Ainsi je supprime l'étude des changements que subit l'onde depuis son départ de la bouche du pistolet jusqu'à son arrivée à l'autre extrémité de la conduite, parce que cette étude a été suffisamment faite dans les séries précédentes. J'en ferai autant pour toutes les séries suivantes, afin de ne suivre la progression des ondes qu'à partir du moment où les perturbations occasionnées par le départ ont à peu près disparu.

Ainsi il faut retrancher de toutes les moyennes des colonnes des tableaux suivants, la moyenne 206,8 se rapportant à l'onde qui parcourt, pour la première fois, le chemin L à partir du coup de pistolet.

Je désignerai par U les vitesses de l'onde, dont je ne suis la marche qu'à partir de sa première arrivée à la membrane B.

Ondes directes. — Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	420,8	848,8	1276,2	1704,1	2132,6
	»	»	»	»	»
	420,2	847,8	1275,7	1704,0	»
	420,2	847,8	1275,5	1703,6	2132,2
Moyennes =	420,4	848,13	1275,8	1703,9	2132,4
U =	338^{m}11	337^{m}85	337^{m}81	337^{m}70	337^{m}55
U_0 =	331,78	331,52	331,48	331,37	331,22
U_0' =	331,00	330,74	330,70	330,59	330,44

Ondes directes. — Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.
	207,4	634,7	1062,4	1490,2	1918,2	2346,5
	206,1	633,2	1061,0	1488,7	»	»
	»	634,2	1062,0	1490,0	1918,1	»
	206,9	634,3	1061,8	1489,6	1917,9	»
Moyennes =	206,8	634,12	1061,8	1489,62	1918,07	2346,5
U =	»	338^{m}03	337^{m}89	337^{m}81	337^{m}63	337^{m}54
U_0 =	»	331,70	331,56	331,48	331,30	331,21
U_0' =	»	330,92	330,78	330,70	330,52	330,44

Ondes directes. — Membrane *a*.

	a.	2L — *a*.	2L + *a*.	4L — *a*.	4L + *a*.
	»	378,6	463,9	806,2	891,8
	»	377,1	462,4	804,7	890,1
	»	377,8	463,2	805,5	891,3
	»	377,8	463,3	805,5	891,2
Moyennes =	»	377,82	463,20	805,48	891,1
U =	»	337^{m}74	338^{m}11	337^{m}75	337^{m}77
U_0 =	»	331,41	331,78	331,42	331,44
U_0' =	»	330,63	331,00	330,64	330,66

Les résultats donnés par les membranes extrêmes A et B sont résumés dans les tableaux suivants :

Membrane A.

Chemin parcouru.	U_0	W_0	U_0'	W_0'
2L = 2835^{m}9	331^{m}78	331^{m}78	331^{m}00	331^{m}00
4L = 5671,8	331,52	331,38	330,74	330,60
6L = 8507,7	331,48	331,42	330,70	330,64
8L = 11343,6	331,37	331,08	331,59	330,30
10L = 14179,5	331,22	330,77	330,44	330,00

Membrane B.

L = 1417,9	»	»	»	»
3L = 4253,8	331^{m}70	331^{m}70	330^{m}92	330^{m}92
5L = 7089,8	331,56	331,41	330,78	330,63
7L = 9925,6	331,48	331,30	330,70	330,52
9L = 12761,5	331,30	330,80	330,52	330,02
11L = 15597,4	331,21	330,82	330,43	330,04

Pour comparer ces nombres avec ceux des séries précédentes, il ne faut pas oublier que l'onde, dans la série actuelle, est déjà affaiblie par un premier parcours de la conduite. En tenant compte de cette circonstance, on trouve une concordance parfaite.

Huitième série (21 avril).

Les membranes A, *a* et B sont seules dans la ligne télégraphique; mais on double la charge de la poudre qui est portée à $2^{gr}000$.

Température moyenne des tuyaux $= 10^{\circ}5$, $f = 9^{mm}47$, $H = 761,9$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
208,1	208,5	208,2	207,1	207,5	206,2
269,7	270,»	269,6	268,6	269,2	269,6
333,1	»	333,1	332,4	332,9	333,3
360,1	360,6	360,3	359,0	359,8	360,2
378,7	379,4	378,9	378,1	378,4	378,9
421,2	421,6	421,5	420,5	420,8	421,5
464,1	464,7	464,3	463,6	463,5	464,3
482,6	483,3	482,9	482,1	482,4	483,0
»	»	510,0	509,1	»	509,9
546,8	547,4	»	546,2	546,4	547,0
573,2	573,7	573,7	572,6	572,9	573,5
607,9	609,0	608,4	611,1	607,7	608,2
634,7	635,5	635,0	634,4	634,5	635,1
»	697,3	696,8	696,1	696,4	697,0
723,4	»	723,6	723,0	723,1	»
757,8	758,9	758,2	759,7	757,4	758,0
786,9	788,2	785,4	786,6	787,0	787,3
805,8	806,6	806,1	805,5	805,9	806,2
848,4	850,3	849,0	848,0	848,3	848,8
891,4	892,6	891,9	891,2	891,4	892,0
909,9	910,9	910,5	909,5	909,7	910,2
936,8	»	937,1	936,3	936,7	937,0
974,2	975,1	974,5	973,7	973,9	»
1000,8	1001,5	1001,1	1000,4	»	1001,2
1035,5	»	1035,8	»	1035,2	1035,9
1062,3	1063,3	1062,8	1061,9	1062,1	1062,6
1089,2	»	1089,5	»	1089,2	1089,7
1123,9	1124,4	1124,4	1123,6	1123,9	1124,4
1150,8	»	»	1150,5	»	»
1185,3	1186,9	1186,0	1187,5	1185,3	1185,8
1212,1	1213,1	1212,0	1214,5	1211,8	1212,2
1233,3	1234,9	1234,0	1233,6	1233,5	1233,9
1275,8	1277,0	1276,0	1275,7	1275,8	1276,3
1319,1	1320,4	1319,8	1319,2	1319,0	1319,6
1337,3	1338,5	1337,9	1337,6	1336,6	1337,8
1364,5	»	1364,6	1364,2	1364,3	»
1402,0	»	1402,5	1401,7	1401,7	»
1463,0	»	1463,7	»	1462,9	1463,6

Huitième série (suite).

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
1489,8	1491,0	1490,1	1489,7	1489,9	1490,1
1517,5	»	1517,8	»	1516,9	»
»	»	1552,1	1552,0	1551,6	»
1612,8	»	1613,4	1615,4	1612,9	1615,7
1639,5	1644,0	1640,0	1642,5	1639,5	1643,0
1661,4	»	1662,1	»	»	1662,1
1703,7	1704,6	1704,3	1703,7	1703,5	1704,1
1747,0	»	1747,7	1747,1	»	»
1764,9	1766,5	»	1765,1	1764,7	1765,4
1917,5	1919,2	1917,9	1917,9	1916,8	1917,9
2070,4	2072,2	2067,8	»	2070,5	2071,0
2131,3	2132,6	2132,6	2131,6	2131,3	2132,3
2192,7	2194,5	2193,1	Contact permanent	2192,5	2193,1
2345,8	2347,8	2347,1	produit par une	»	2346,1
2559,5	2560,7	2560,0	des membranes.	2559,6	»
2621,7	»	2621,4		»	»
»	»	2774,9		»	»
»	»	2987,7		»	»
»	»	3049,8		»	»

Pendule.

Bande n° 1.	101,84
Bande n° 2.	101,85
Bande n° 3.	101,88
Bande n° 4.	101,88
Bande n° 5.	101,85
Bande n° 6.	101,84

Moyenne = 101,849

$\frac{1}{2}$ = 50,924

Log = 1,7069225

Je ne compterai encore ici l'onde qu'à partir de la première réflexion sur la membrane B; ainsi je retrancherai de toutes les moyennes des tableaux suivants la valeur moyenne 207,93 qui correspond au premier chemin parcouru L, et qui comprend les plus grandes variations de la vitesse.

Onde directe. — Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
	421,2	848,4	1275,8	1703,7	2131,3	2559,5	»
	421,6	850,3	1277,0	1704,6	2132,6	2560,7	»
	421,5	849,0	1276,0	1704,3	2132,6	2560,0	2987,7
	420,5	848,0	1275,7	1703,7	2131,6	»	»
	420,8	848,3	1275,8	1703,5	2131,3	2559,6	»
	421,5	848,8	1276,3	1704,1	2132,3	»	»
Moyennes =	421,18	848,8	1276,10	1703,98	2131,95	2559,9	2987,7
U =	338m58	338m00	337m99	337m85	337m74	337m72	337m68
U_0 =	332,24	331,66	331,65	331,51	331,40	331,38	331,34
U_0' =	331,46	330,88	330,87	330,73	330,62	330,60	330,56

Onde directe. — Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.	13L.
	208,1	634,7	1062,3	1489,8	1917,5	2345,8	»
	208,5	635,5	1063,3	1491,0	1919,2	2347,3	»
	208,2	635,0	1062,8	1490,1	1917,9	2347,1	2774,9
	207,1	634,4	1061,9	1489,7	1917,9	»	»
	207,5	634,5	1062,1	1489,9	1916,8	»	»
	208,2	635,1	1062,6	1490,1	1917,9	2846,1	»
Moyennes =	207,93	634,87	1062,50	1490,1	1917,87	2346,57	2774,9
U =	»	338m26	337m98	337m89	337m83	337m64	337m55
U_0 =	»	331,92	331,64	331,55	331,49	331,30	331,21
U_0' =	»	331,14	330,86	330,77	330,71	330,52	330 43

Onde directe. — Membrane *a*.

	a	$2L-a$.	$2L+a$.	$4L-a$.	$4L+a$.	$6L-a$.	$6L+a$.	$8L-a$.	$8L+a$.
	»	378,7	464,1	805,8	891,4	1233,3	1319,1	1661,4	1747,0
	»	379,4	464,7	806,6	892,6	1234,9	1320,4	»	»
	»	378,9	464,3	806,1	891,9	1234,0	1319,8	1662,1	1747,7
	»	378,1	463,6	805,5	891,2	1233,6	1319,2	»	1747,1
	»	378,4	463,6	805,9	891,4	1233,5	1319,0	»	»
	»	378,9	464,3	806,2	892,0	1233,9	1319,6	1662,1	»
Moyennes =	»	378,73	464,1	806,02	891,75	1233,87	1319,5	1661,87	1747,27
$U =$	»	338^m10	338^m24	338^m01	337^m94	337^m81	337^m80	337^m71	337^m76
$U_o =$	»	331,76	332,00	331,67	331,60	331,47	331,46	331,37	331,43
$U_o' =$	»	330,98	331,22	330,89	330,82	330,69	330,68	330,59	330,65

Les autres marques inscrites dans le tableau général se rapportent :

1° A l'onde qui s'est réfléchie partiellement sur la première vanne et qui marque

Sur la membrane A, après avoir parcouru les chemins $2l+2L$, $2l+4L$, $2l+6L$,

Sur la membrane B, après avoir parcouru les chemins $2l+L$, $2l+3L$, $2l+5L$, $2l+7L$,

Sur la membrane *a*, après avoir parcouru les chemins $2l+2L-a$, $2l+4L-a$, $2l+6L-a$;

2° A l'onde qui, après une première réflexion partielle sur la seconde vanne, marque

Sur la membrane A, après les chemins parcourus $2l'$, $2l'+2L$, $2l'+4L$ et $2l'+6L$,

Sur la membrane B, après les chemins parcourus $2l'+L$, $2l'+3L$, $2l'+5L$, $2l'+7L$, $2l'+9L$, $2l'+11L$;

Enfin sur la membrane *a*, après les chemins parcourus $2l'+4L-a$, $2l'+6L-a$.

Les marques sont ici beaucoup plus nombreuses que dans la série 7, pour laquelle la charge de poudre était moitié moindre; mais la vitesse de propagation n'est sensiblement augmentée que dans la première partie du parcours; la vitesse minima W_0' reste la même, mais après un chemin parcouru plus long. On constate facilement ces faits quand on compare les tableaux suivants à ceux de la page 353 :

Membrane A.

Chemins parcourus.	U_0	W_0	U_0'	W_0'
2L = 2835^{m}9	332^{m}24	332^{m}24	331^{m}46	331^{m}46
4L = 5671,8	331,66	332,38	330,88	330,60
6L = 8506,9	331,65	331,63	330,87	330,85
8L = 11343,6	331,51	331,18	330,73	330,62
10L = 14179,5	331,40	331,11	330,62	330,33
12L = 17015,4	331,38	331,12	330,60	330,34
14L = 19851,3	331,34	331,22	330,56	330,44

Membrane B.

L = 1417,9	»	»	»	»
3L = 4253,8	331^{m}92	331^{m}92	331^{m}14	331^{m}14
5L = 7089,7	331,64	331,37	330,86	330,59
7L = 9925,6	331,55	331,37	330,77	330,59
9L = 12761,5	331,49	331,26	330,71	330,48
11L = 15597,4	331,30	330,53	330,52	329,75
13L = 18433,3	331,21	330,82	330,43	330,04

Neuvième série (6 mai).

Les expériences de cette série ont été faites principalement pour reconnaître si l'on ne parviendrait pas à faire marquer la première arrivée de l'onde sur la membrane *b*. On a remplacé le petit disque en platine de la membrane par des disques en plomb, en étain, très-mous, parfois amalgamés à leur surface. Le butoir laissait une empreinte très-visible après la première arrivée de l'onde; néanmoins le marqueur restait stationnaire.

J'ai fixé sur le petit disque une lamelle très-flexible d'acier qui recevait le choc du butoir, j'espérais que l'élasticité de la lamelle prolongerait le contact suffisamment pour faire marcher le marqueur; mais cela ne réussit pas. La membrane n'a marqué que pour les ondes en retour.

$$\left.\begin{array}{l} T' = 10^\circ 5 \\ T = 12^\circ 0 \end{array}\right\} \text{Moyenne} = 11^\circ 25, \quad f = 9^{mm}95, \quad H = 761,0.$$

La membrane *b* est seule dans la ligne.

Charge = 1gr000.				Charge = 1gr000.			
N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
»	362,1	»	361,8	1213,0	1213,6	»	1212,0
484,2	484,3	484,0	483,5	1334,4	1336,2	1334,6	1333,6
758,2	»	»	757,8	1638,7	»	Fin du rouleau.	1638,0
787,4	787,8	787,6	786,6	1760,3	1762,8		1759,1
909,3	909,6	909,3	908,6	2186,7	»		2185,8

Pendule.

N° 1.	101,46
N° 2.	101,54
N° 3.	101,46
N° 4.	101,46
Moyenne =	101,478
$\frac{1}{2}$ =	50,739
Log =	1,7053419

La première arrivée de l'onde sur la membrane *b* n'ayant pas marqué, nous compterons le départ au retour de l'onde sur la membrane *b*, c'est-à-dire après qu'elle a parcouru le chemin $2L - b = 2428^m9$.

Onde directe. — Membrane *b*.

	b	2L — *b*.	2L + *b*.	4L — *b*.	4L + *b*.	6L — *b*.	6L + *b*.	8L — *b*.	8L + *b*.	10L — *b*.	10L + *b*.
	»	»	484,2	787,4	909,3	1213,0	1334,4	1638,7	1760,3	»	2186,7
	»	362,1	484,3	787,8	909,6	1213,6	1336,2	»	1762,8	»	»
	»	»	484,0	787,6	909,3	»	1334,6	»	»	»	»
	»	361,8	483,5	786,6	908,6	1212,0	1333,6	1638,0	1759,1	»	2185,8
Moyennes =	»	361,95	484,0	787,35	909,2	1212,67	1334,70	1638,35	1760,7	»	2186,25
U =	»	»	338m38	338m26	338m40	338m29	338m30	338m19	338m13	»	338m15
U_0 =	»	»	331,56	331,44	331,58	331,47	331,48	331,37	331,31	»	331,33
U_0' =	»	»	330,74	330,62	330,70	330,65	330,76	330,55	330,59	»	330,51

La comparaison des vitesses U_0' de ce tableau avec celles des tableaux précédents relevés sur les membranes A et B, suffit pour montrer une concordance complète, à égalité de chemin parcouru.

Dixième série (8 mai).

$T = 12^{\circ}0$, $T' = 10^{\circ}5$ } Moyenne $= 11^{\circ}25$, $f = 9^{mm}95$, $H = 759,5$.

Les membranes *b* et A sont dans la ligne télégraphique.

Charge = $1^{gr}000$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 1.	N° 2.	N° 3.
59,0	»	»	»	960,9	»
»	237,9	»	»	»	973,0
»	274,3	271,8	»	1060,7	1061,0
362,0	»	362,0	»	1182,4	1183,0
»	390,7	»	1212,9	1211,6	1212,1
422,6	423,3	422,9	1273,1	1272,6	1273,1
483,8	484,1	483,9	1334,7	1333,5	1333,9
»	535,5	»	»	1385,4	»
»	660,1	»	»	1587,1	»
696,8	697,1	696,9	1640,1	1637,1	1637,9
»	736,3	»	1700,1	1698,0	1699,8
»	758,0	757,7	»	1758,9	1761,7
787,4	787,4	787,0	»	2066,1	»
848,1	848,1	847,8	»	2125,8	2126,0
909,0	909,1	908,8	»	2186,9	2186,7

Pendule.

N° 1.	101,47
N° 2.	101,47
N° 3.	101,47
Moyenne =	101,47
$\frac{1}{2}$ =	50,735
Log =	1,7053077

On compte le départ de l'onde à partir de son retour sur la membrane A, c'est-à-dire après un parcours 2L.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	422,6	848,1	1273,1	1700,1	»
	423,3	848,1	1272,6	1698,0	2125,8
	422,9	847,8	1273,1	1699,8	2126,0
Moyennes =	422,93	848,0	1272,93	1699,3	2125,9
U =	»	$338^{m}48$	$338^{m}53$	$338^{m}17$	$337^{m}94$
U_0 =	»	331,66	331,71	331,35	331,12
U_0' =	»	330,84	330,99	330,53	330,30

Membrane *b*.

	b	2L − *b*.	2L + *b*.	4L − *b*.	4L + *b*.	6L − *b*.	6L + *b*.	8L − *b*.	8L + *b*.	10L − *b*.	10L + *b*.
	»	362,0	483,8	787,4	909,0	1212,9	1334,7	1640,1	»	»	»
	»	»	484,1	787,4	909,1	1211,6	1333,5	1637,1	1758,9	2066,1	2186,9
	»	362,0	483,9	787,0	908,8	1212,1	1333,9	1637,9	1761,7	»	2186,7
Moyennes =	»	362,0	483,93	787,27	908,97	1212,2	1334,03	1638,4	1760,3	2066,1	2186,8
U =	»	»	$338^{m}43$	$338^{m}24$	$338^{m}51$	$338^{m}42$	$338^{m}48$	$338^{m}12$	$338^{m}18$	$337^{m}69$	$337^{m}97$
U_0 =	»	»	331,61	331,42	331,69	331,60	331,66	331,30	331,36	330,87	331,15

On déduit de là :

Membrane A.

Chemin parcouru.	U_0	W_0	U_0'	W_0
2L = $2835^{m}9$	»	»	»	»
4L = 5671,8	$331^{m}66$	$331^{m}56$	$330^{m}84$	$330^{m}84$
6L = 8507,7	331,71	331,78	330,99	331,06
8L = 11343,6	331,35	330,63	330,53	329,91
10L = 14179,5	331,12	330,45	330,30	329,73

Membrane *b*.

4L + *b* = $6078^{m}9$	$331^{m}69$	$331^{m}69$	$331^{m}97$	$330^{m}97$
6L + *b* = 8914,8	331,66	331,67	330,94	330,95
8L + *b* = 11750,6	331,36	330,71	330,64	329,99
10L + *b* = 14586,5	331,15	330,53	330,43	329,81

Les vitesses données par ces deux tableaux pour des chemins égaux s'accordent parfaitement; elles ne diffèrent pas d'ailleurs de celles que nous avons obtenues dans les séries précédentes pour des chemins égaux parcourus.

Onzième série (8 mai).

$$\left.\begin{array}{l} T = 12^\circ 0 \\ T' = 10^\circ 5 \end{array}\right\} \text{Moyenne} = 11^\circ 25,\quad f = 9^{mm}95,\quad H = 748{,}7.$$

Les membranes *a*, C et A sont dans la ligne télégraphique.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 1.	N° 2.	N° 1.	N° 2.
133,6	133,8	1077,4	1078,3	1837,2	1836,6
282,8	283,2	1103,5	1104,7	1987,0	1985,7
377,9	378,5	1134,3	1134,2	2082,2	2080,9
407,4	408,3	1162,4	1163,3	»	2123,8
420,6	420,6	1187,9	1189,8	2165,5	2166,7
463,1	463,6	1228,6	1228,9	2206,0	»
535,3	535,4	1271,9	1272,3	2350,1	»
559,2	559,5	1313,8	1314,9	2381,2	»
694,9	695,0	1353,1	1354,4	2440,6	»
708,3	708,4	1410,9	1410,8	2486,9	»
737,1	737,2	1503,4	1504,2	2506,3	»
803,3	803,9	1560,2	1560,2	2572,0	»
833,4	833,2	»	1589,1	2592,0	»
844,6	846,0	»	1615,2	2915,2	»
859,6	859,6	1657,3	1655,5	2934,5	»
888,3	888,8	1698,4	1697,7	3020,2	»
984,8	984,3	1739,9	1739,9		

Pendule.

N° 1.	101,56
N° 2.	101,61
Moyenne =	101,585
$\frac{1}{2}$ =	50,792
Log =	1,7057953

Le départ de l'onde est compté depuis sa première arrivée

sur la membrane C; ainsi elle a déjà parcouru un chemin $C = 920^{m}1$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	420,6	844,7	1271,9	1698,4	»
	420,6	846,0	1272,3	1697,7	2123,8
Moyennes =	420,6	845,35	1272,1	1698,05	2123,8
$U =$	$339^{m}17$	$339^{m}14$	$338^{m}54$	$338^{m}42$	$338^{m}40$
$U_0 =$	332,35	332,32	331,72	331,60	331,58
$U_0' =$	331,53	331,50	330,90	330,78	330,76

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.	6L + C.	8L − C.	8L + C.	10L − C.
	133,6	282,8	559,2	708,3	984,8	1134,3	1410,9	1560,2	1837,6	1987,0
	133,8	283,2	559.5	708,4	984,3	1134,2	1410,8	1560,2	1836,6	1985,7
Moyennes =	133,7	283,0	559,35	708,35	984,55	1134,25	1410,85	1560,2	1837,1	1986,35
$U =$	»	$338^{m}74$	$338^{m}40$	$338^{m}61$	$338^{m}58$	$338^{m}47$	$338^{m}34$	$338^{m}38$	$338^{m}26$	$338^{m}28$
$U_0 =$	»	331,92	331,58	331,79	331,76	331,65	331,52	331,56	331,44	331,46
$U_0' =$	»	331,10	330,76	330,97	330,94	330,83	330,70	330,74	330,63	330,64

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.	6L − *a*.	6L + *a*.	8L − *a*.	8L + *a*.	10L − *a*.	10L + *a*.	12L − *a*.	12L + *a*.
	»	377,9	463,1	803,3	888,3	1228,6	1313,8	1657,3	1739,9	2082,2	2165,5	2506,3	2592,0
	»	378,5	463,6	803,9	888,8	1228,9	1314,9	1655,5	1739,9	2080,9	2166,7	»	»
Moyennes =	»	378,2	463,35	803,6	888,55	1228,7	1314,35	1656,4	1739,9	2081,5	2166,1	2506,3	2592,0
$U =$	»	$338^{m}99$	$338^{m}94$	$338^{m}74$	$338^{m}84$	$338^{m}75$	$338^{m}65$	$338^{m}22$	$338^{m}60$	$338^{m}34$	$338^{m}46$	$338^{m}48$	$338^{m}41$
$U_0 =$	»	332,17	332,12	331,92	332,02	331,93	331,83	331,40	331,78	331,52	331,64	331,66	331,59
$U_0' =$	»	331,35	331,30	331,10	331,20	331,11	331,01	330,58	330,96	330,70	330,82	330,84	330,77

Les marques de cette série sont moins régulières qu'à l'ordinaire, parce qu'on a été gêné par un courant d'air qui s'est établi dans la galerie. Les vitesses moyennes U_0' parais-

sent, à la première vue, plus grandes que dans les tableaux précédents; mais cela tient à ce que nous prenons ici l'onde à une plus petite distance de son départ, lorsqu'elle a parcouru le chemin C = 920^{m}1; tandis que pour les séries précédentes nous la prenions plus affaiblie après qu'elle avait déjà parcouru, soit le chemin 2L = 2835^{m}9, soit 2L — *b* = 2428^{m}9. Elles concordent parfaitement avec celles de la série 8, où l'onde est comptée à partir de sa première arrivée sur la membrane B, c'est-à-dire après un chemin parcouru L = 1417^{m}9.

Douzième série (8 mai).

Les séries 12, 13 et 14 ont été entreprises avec les mêmes membranes *a* et C, mais on a voulu reconnaître si l'on ne parviendrait pas à faire marquer la première arrivée de l'onde sur la membrane *a*, en diminuant convenablement l'intensité de l'onde au départ. A cet effet, on a chargé successivement le pistolet.

Série 12 avec 1^{gr}000 de poudre,
Série 13 avec 0,250 de poudre,
Série 14 avec 0,500 de poudre.

T = 12°0, T' = 10°5 } Moyenne 11°25, f = 9^{mm}95, H = 758,0.

Membranes *a* et C.

Charge = 1gr000.				Charge = 1gr000.			
N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
134,0	133,1	133,5	132,0	833,0	832,4	832,9	832,3
»	226,6	226,6	224,9	859,7	859,4	859,6	»
»	258,1	258,3	256,6	888,5	888,1	888,1	887,2
282,8	282,6	282,7	281,0	»	»	928,1	927,5
»	»	311,7	310,3	»	»	954,4	953,9
»	»	353,5	351,9	984,5	984,0	984,4	983,6
378,3	378,0	377,9	376,3	»	1077,4	1077,5	1077,4
»	407,2	407,5	405,9	1134,0	1133,4	1133,6	1132,1
»	»	433,6	432,3	1229,4	1228,1	1228,5	1228,0
463,6	462,9	463,2	461,3	»	1258,3	1258,6	1258,1
»	502,7	502,7	501,3	1314,5	1313,7	1314,0	1313,3
559,2	558,7	559,1	557,3	1410,4	1409,8	1410,4	1409,6
»	»	587,7	586,3	1559,6	1558,8	1559,6	1559,0
»	»	612,7	612,5	1655,6	1655,1	1655,4	»
»	651,7	651,8	650,3	1740,5	1739,4	1739,9	1739,3
»	»	678,4	676,8	1836,4	1836,2	»	1836,2
708,2	707,6	707,9	707,3	1985,5	1985,8	1987,0	1985,0
737,5	736,7	736,9	736,3	2081,9	2081,9	»	2080,9
803,6	803,1	803,1	803,0	2166,6	2166,4	»	2166,3

Pendule.

N° 1.	101,50
N° 2.	101,56
N° 3.	101,52
N° 4.	101,60
Moyenne =	101,55
$\frac{1}{2}$ =	50,77
Log =	1,7056072

Le départ de l'onde est compté à partir de sa première arrivée sur la membrane C, c'est-à-dire après un chemin parcouru C = 920^m1 depuis le pistolet.

Membrane C.

	C.	2L — C.	2L + C.	4L — C.	4L + C.	6L — C.	6L + C.	8L — C.	8L + C.	10L — C.
	134,0	282,8	559,2	708,2	984,5	1134,0	1410,4	1559,6	1836,4	1985,5
	133,1	282,6	558,7	707,6	984,0	1133,4	1409,8	1558,8	1836,2	1985,8
	133,5	282,7	559,1	707,9	984,4	1133,6	1410,4	1559,6	»	1987,0
	132,0	281,0	557,3	707,3	983,6	1133,1	1409,6	1559,0	1836,2	1985,0
Moyennes =	133,15	282,28	558,58	707,75	984,12	1133,52	1410,05	1559,25	1836,27	1985,82
$U =$	»	$338^{m}98$	$338^{m}43$	$338^{m}55$	$338^{m}39$	$338^{m}38$	$338^{m}27$	$338^{m}32$	$338^{m}17$	$338^{m}13$
$U_0 =$	»	332,16	331,61	331,73	331,57	331,56	331,45	331,50	331,35	331,31
$U_0' =$	»	331,34	330,79	330,91	330,75	330,74	330,63	330,68	330,53	330,49

Membrane *a*.

	a	2L — *a*.	2L + *a*.	4L — *g*.	4L + *a*.	6L — *a*.	6L + *a*.	8L — *a*.	8L + *a*.	10L — *a*.	10L + *a*.
	»	378,3	463,6	803,6	888,5	1229,4	1314,5	1655,6	1740,5	2081,9	2166,6
	»	378,0	462,9	803,1	888,1	1228,1	1313,7	1655,1	1739,4	2081,0	2166,4
	»	377,9	463,2	803,1	888,1	1228,5	1314,0	1655,4	1739,9	»	»
	»	376,3	461,3	803,0	887,2	1228,0	1313,3	»	1739,3	2080,9	2166,3
Moyennes =	»	377,62	462,75	803,2	888,0	1228,5	1313,7	1655,37	1739,8	2081,27	2166,3
$U =$		$338^{m}88$	$338^{m}85$	$338^{m}52$	$338^{m}69$	$338^{m}51$	$338^{m}48$	$338^{m}18$	$338^{m}33$	$338^{m}15$	$338^{m}16$
$U_0 =$		332,06	332,03	331,70	331,87	331,69	331,66	331,36	331,51	331,33	331,34
$U_0' =$		331,24	331,21	330,98	331,05	330,87	330,84	330,54	330,69	330,51	330,52

La première arrivée de l'onde sur la membrane *a* n'a pas marqué. Cela est conforme avec ce que nous avons toujours trouvé, quand nous avons opéré dans des conditions semblables.

Treizième série (9 mai).

$T = 12^{\circ}0$, $T' = 10^{\circ}8$ } Moyenne $= 11^{\circ}4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 757,6$.

Les membranes *a* et C sont dans la ligne télégraphique.

Charge 0gr250.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
39,2	37,6	38,6	38,3
80,7	»	»	80,3
95,0	93,6	»	»
»	»	102,4	102,3
134,4	133,0	»	134,0
»	142,1	»	143,5
227,6	226,1	»	»
283,5	282,1	282,7	282,8
312,5	311,2	»	»
378,9	377,3	»	»
420,2	419,9	420,2	420,7
462,6	462,1	462,6	463,3

Charge 0gr250.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
502,3	501,7	»	»
558,7	558,7	559,0	558,8
707,5	707,4	707,9	708,0
»	802,7	»	803,5
846,7	845,1	»	845,8
888,5	887,6	888,0	888,2
985,1	984,0	984,7	984,7
1133,6	1133,0	1133,0	1132,9
1229,0	1228,6	»	»
1272,1	1270,7	»	»
1409,6	»	»	»
1559,2	»	»	»

Pendule.

N° 1.	101,44
N° 2.	101,43
N° 3.	101,42
N° 4.	101,48
Moyenne =	101,442
$\frac{1}{2}$ =	50,721
Log =	1,7051878

Le départ de l'onde est compté depuis sa première arrivée à la membrane C, c'est-à-dire après un parcours $C = 920^{m}1$ depuis le pistolet.

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.	6L + C.	8L − C.
	134,4	283,5	558,7	707,5	985,1	1133,6	1409,6	1559,2
	133,0	282,1	558,7	707,4	984,0	1133,0	»	»
	»	282,7	559,0	707,9	984,7	1133,0	»	»
	134,0	282,8	558,8	708,0	984,7	1132,9	»	»
Moyennes =	133,80	282,78	558,80	707,70	984,62	1133,12	1409,6	1559,2
$U =$	»	338^{m}99	338^{m}44	338^{m}58	338^{m}12	338^{m}41	338^{m}23	338^{m}17
$U_0 =$	»	332,09	331,54	331,68	331,22	331,51	331,33	331,27
$U_0' =$	»	331,26	380,71	330,85	330,39	330,68	330,50	330,44

Membrane *a*.

	a.	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.	6L − *a*.
	39,2	378,9	462,6	»	888,5	1229,0
	37,6	377,3	462,1	802,7	887,6	1228,6
	38,6	»	462,6	»	888,0	»
	38,3	378,3	463,3	803,5	888,2	»
Moyennes =	38,42	378,17	462,65	803,1	888,07	1228,8
$U =$	»	339^{m}47	339^{m}29	338^{m}57	338^{m}63	338^{m}43
$U_0 =$	»	332,57	332,39	331,67	331,73	331,53
$U_0' =$	»	331,74	331,56	330,84	330,90	330,70

Cette série ne diffère de la précédente que parce que l'onde était beaucoup moins intense au départ, puisque la charge de poudre n'était que le quart de celle qui a été employée pour la série 11; aussi les marques données par chaque membrane sont-elles moins nombreuses. De plus, la membrane *a* marque la première arrivée de l'onde, ce que nous n'avions pas encore trouvé pour les charges de poudre de 1 gr. 0.

Les vitesses, à partir de la première arrivée sur la membrane C, diffèrent très-peu dans les deux séries, et les vitesses minima sont les mêmes.

Quatorzième série (9 mai).

$T = 12°0$, $T' = 10°8$ } Moyenne $= 11°4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 754,8$.

Membranes *a* et C.

Charge = $0^{gr}500$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
38,3	38,2	38,0	38,8
77,9	77,5	»	»
102,8	»	»	101,3
»	133,7	»	134,5
»	226,4	»	227,3
282,9	282,8	»	283,4
312,0	311,8	»	312,3
»	351,1	»	351,6
»	377,5	»	376,3
407,3	407,3	»	»
420,4	420,3	»	421,2
463,0	462,4	»	463,2
502,3	502,1	»	503,2
535,3	535,3	»	»
558,3	558,5	558,6	558,6
651,9	651,3	649,5	653,2
707,3	707,3	705,3	709,3

Charge = $0^{gr}500$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
802,8	802,4	800,3	803,9
832,2	832,2	»	834,2
845,1	845,0	843,1	846,9
858,9	858,6	»	861,0
887,3	887,0	885,0	889,2
982,7	983,5	981,6	985,3
1131,8	1132,4	1130,3	1133,9
1227,9	1226,5	1224,8	1229,6
1270,5	1270,0	»	»
1312,8	1311,8	1310,5	1314,7
1408,7	1408,6	1406,3	1408,7
1557,8	1557,1	1555,3	1557,9
1653,0	1652,8	»	»
1739,2	1737,0	»	»
1834,2	»	»	»
1985,1	»	»	»

Pendule.

N° 1.	101,39
N° 2.	101,37
N° 3.	101,34
N° 4.	101,45
Moyenne =	101,39
$\frac{1}{2}$ =	50,695
Log =	1,7049651

Le départ de l'onde est compté à partir de la première arrivée sur la membrane C, et après un chemin parcouru de $920^{m}1$.

Membrane C.

	C.	2L — C.	2L + C.	4L — C.	4L + C.	6L — C.	6L + C.	8L — C.	8L + C.
	»	282,9	558,3	707,3	982,7	1131,8	1408,7	1557,8	1834,2
	133,7	282,8	558,5	707,3	983,5	1132,4	1408,6	1557,1	»
	»	»	558,6	705,3	981,6	1130,3	1406,3	1555,3	»
	134,5	283,4	558,6	709,3	985,3	1133,9	1408,7	1557,9	»
Moyennes =	134,1	283,03	558,50	707,3	983,28	1132,8	1408,08	1557,02	1834,2
U =	»	338^{m}93	338^{m}75	338^{m}82	338^{m}60	338^{m}45	338^{m}53	338^{m}58	338^{m}26
U_0 =	»	332,03	331,85	331,92	331,70	331,55	331,63	331,69	331,36
U_0' =	»	331,25	331,02	331,09	330,87	330,72	330,80	330,86	330,53

Membrane *a*.

	a	2L — *a*.	2L + *a*.	4L — *a*.	4L + *a*.	6L — *a*.	6L + *a*.	8L — *a*.	8L + *a*.
	38,3	»	463,0	802,8	887,3	1227,9	1312,8	1653,0	1739,2
	38,2	377,5	462,4	802,4	887,0	1226,5	1311,8	1652,8	1737,0
	38,0	»	»	800,3	885,0	1224,8	1310,5	»	»
	38,8	376,3	463,2	803,9	889,2	1229,6	1314,7	»	»
Moyennes =	38,32	376,9	462,87	803,13	887,12	1227,2	1312,45	1652,9	1738,1
U =	»	340^{m}71	339^{m}20	338^{m}54	339^{m}01	338^{m}72	338^{m}67	338^{m}44	338^{m}43
U_0 =	»	333,81	332,30	331,64	332,11	331,82	331,77	331,54	331,53
U_0' =	»	332,98	331,47	330,80	331,28	330,99	330,94	330,71	330,70

Pour la quatorzième série, on a mis en service les mêmes membranes *a* et C que dans les deux précédentes, et on a compté de même la marche de l'onde depuis son arrivée à la membrane C. Mais on emploie une charge de poudre intermédiaire de 0$^{gr.}$500. Ici encore la membrane *a* marque la première arrivée de l'onde. Les vitesses minima U_0' sont sensiblement les mêmes dans les trois séries, et les vitesses dans les parcours intermédiaires diffèrent très-peu.

Quinzième série (9 mai).

$\left.\begin{matrix} T = 12^\circ 0 \\ T' = 10^\circ 8 \end{matrix}\right\}$ Moyenne = 11°4, $f = 10^{mm}05$, H = 755,2.

Membranes *a*, *b* et C.

Charge = 0gr500.				Charge = 0gr500.	
N° 1.	N° 2.	N° 3.		N° 1.	N° 2.
37,6	38,8	38,0		708,0	707,7
75,3	78,0	77,7		786,3	784,7
98,3	»	98,7		803,2	802,8
133,2	134,3	134,1		846,4	845,7
226,5	227,3	227,2		888,3	887,8
282,5	282,4	282,8		907,3	906,8
359,5	»	360,0		985,4	984,5
407,4	407,4	»		1134,1	1133,3
420,5	420,2			1229,4	1228,7
462,9	462,4			1272,7	»
481,4	481,4			1314,0	»
502,3	502,1			1411,1	1409,7
529,1	530,8			1561,3	1559,1
529,1	558,7			»	1697,7

Pendule.

N° 1.	101,59
N° 2.	101,41
Moyenne =	101,50
$\frac{1}{2}$ =	50,75
Log =	1,7054360

Le départ de l'onde est compté à partir de la première arrivée sur la membrane C, après un chemin parcouru $C = 920^m1$.

Membrane C.

	C.	2L — C.	2L + C.	4L — C.	4L + C.	6L — C.	6L + C.
	133,2	282,5	559,1	708,0	985,4	1134,1	1411,1
	134,3	282,4	558,7	707,7	984,5	1133,3	1409,7
	134,1	282,8	»	»	»	»	»
Moyennes =	133,87	282,57	558,9	707,9	984,95	1133,7	1410,4
U =	»	339^{m}82	338^{m}61	338^{m}70	338^{m}21	338^{m}43	338^{m}24
U_o =	»	332,92	331,71	331,80	331,31	331,53	331,34
U_o' =	»	332,09	330,88	330,97	330,48	330,70	330,51

Membrane *a*.

	a	2L — *a*.	2L + *a*.	4L — *a*.	4L + *a*.	6L — *a*.	6L + *a*.
	»	»	462,9	803,2	888,3	1229,4	1314,0
	»	»	462,4	802,8	887,8	1228,7	»
	»	»	»	»	»	»	»
Moyennes =	»	»	462,65	803,0	888,05	1229,05	1314,0
U =	»	»	339^{m}56	338^{m}85	338^{m}85	338^{m}45	338^{m}52
U_o =	»	»	332,66	331,95	331,90	331,55	331,62
U_o' =	»	»	331,83	331,12	331,07	330,72	330,79

Membrane *b*.

	b	2L — *b*.	2L + *b*.	4L — *b*.	4L + *b*.
	»	359,5	481,4	785,3	907,3
	»	»	481,4	784,7	906,8
	»	360,0	»	»	»
Moyennes =	»	359,75	481,4	785,0	907,05
U =	»	339^{m}01	339^{m}20	338^{m}64	338^{m}61
U_o =	»	332,11	332,30	331,74	331,71
U_o' =	»	331,28	331,47	330,90	330,88

Les expériences de cette série ont été faites avec une charge

de 0gr. 500 comme la précédente, mais on a mis en outre dans la ligne la membrane *b* qui n'avait jamais marqué la première arrivée de l'onde quand on chargeait le pistolet de 1gr. 000.

La membrane *a* a marqué encore la première arrivée de l'onde, mais quelquefois d'une manière douteuse; les marques des arrivées suivantes sont au contraire très-nettes. On ne trouve pas la première arrivée sur la membrane *b*, mais seulement les suivantes, après les réflexions aux deux extrémités.

Seizième série (9 mai).

T = 12°0, T′ = 10°8 } Moyenne 11°40, $f = 10^{mm}05$, H = 755,6.

Membranes A et B.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.	N° 10.
210,6	210,2	210,6	209,5	210,6	210,7	210,3	210,8	210,8	210,7
»	»	271,7	»	271,9	»	271,6	»	»	»
335,4	335,2	335,4	»	335,4	335,7	335,1	»	335,8	335,5
422,8	422,8	422,8	421,4	422,9	423,2	422,8	423,5	423,4	422,9
485,3	»	485,0	»	485,0	»	484,8	»	485,5	485,2
511,2	»	511,3	»	510,9	511,4	»	»	511,3	511,1
»	»	»	»	548,0	»	547,9	»	»	548,0
»	574,2	»	»	574,1	»	574,0	»	»	574,3
635,9	635,6	636,0	634,8	636,0	635,9	635,8	636,9	636,2	635,8
»	»	697,4	»	697,4	»	697,0	»	»	»
»	»	»	701,4	»	702,4	»	»	703,1	»
»	»	761,2	»	761,0	761,2	760,9	»	761,4	761,1
»	»	»	764,4	765,7	766,1	765,3	»	766,1	765,7
»	»	»	»	»	792,2	»	»	»	791,7
848,6	847,9	848,6	847,3	848,4	848,7	848,3	849,1	848,8	848,4
910,2	»	910,2	908,8	910,4	910,3	909,9	»	910,5	910,3
936,0	936,6	936,2	»	936,7	936,6	936,2	»	936,9	936,4
1061,4	1061,6	1061,4	1061,8	1061,6	1061,7	1061,3	1061,4	1061,9	1061,6
»	»	1092,8	»	»	»	1092,3	»	»	1092,5
»	1186,8	1186,8	1185,5	1186,9	»	1186,3	»	»	1186,8
1274,0	1274,1	1274,2	1272,9	1273,9	1274,6	1273,8	1273,9	1274,1	1273,9
1335,9	1336,0	1336,1	1334,6	1336,4	»	1335,4	»	1336,7	1335,6
1362,0	1362,2	1362,2	1360,9	1362,4	1363,1	1361,6	»	1362,8	1361,4
1487,2	1487,5	1487,4	»	1487,5	1487,7	1487,1	1487,9	1487,8	1487,0
1518,4	»	»	»	»	»	1519,0	»	»	1518,7
1525,5	»	»	»	»	»	»	»	»	1525,5
1612,6	»	»	»	»	»	1612,2	»	»	1612,5
1699,8	»	1699,8	1696,4	1699,0	1700,7	1699,4	»	1700,1	1700,2
1761,9	»	1762,2	1761,3	1762,2	»	1762,0	»	»	1761,7
1788,3	»	1788,5	1786,4	1788,4	»	1788,1	»	»	1787,7
1912,9	1913,5	1913,1	1911,4	1913,2	1913,6	1913,2	»	1913,6	1912,5
2125,9	2126,7	2126,3	»	2126,2	»	2125,6	»	»	2126,1
»	2340,1	2339,4	»	2339,4	2340,1	2338,9	»	2339,9	2338,9
2764,7	»	2765,7	»	2766,0	»	2765,0	»	»	»

Pendule.

N° 1.	101,56
N° 2.	101,61
N° 3.	101,57
N° 4.	101,51
N° 5.	101,56
N° 6.	101,57
N° 7.	101,58
N° 8.	101,60
N° 9.	101,58
N° 10.	101,57
Moyenne =	101,571
$\frac{1}{2}$ =	50,786
Log =	1,7057440

Le départ de l'onde est marqué par sa première arrivée sur la membrane B, après un chemin parcouru $L = 1417^{m}9$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	422,8	848,6	1274,0	1699,8	2125,9
	422,8	847,9	1274,1	»	2126,7
	422,8	848,6	1274,2	1699,8	2126,3
	421,4	847,3	1272,9	1698,4	»
	422,9	848,4	1273,9	1699,0	2126,2
	423,2	848,7	1274,6	1700,7	»
	422,8	848,3	1273,8	1699,4	2125,6
	423,5	849,1	1273,9	»	»
	423,4	848,8	1274,1	1700,1	»
	422,9	848,4	1273,9	1700,2	2126,1
Moyennes =	422,85	848,41	1273,94	1699,67	2126,13
$U =$	$339^{m}09$	$338^{m}65$	$338^{m}57$	$338^{m}49$	$338^{m}32$
$U_0 =$	332,19	331,75	331,67	331,59	331,42
$U_0' =$	331,36	330,92	330,84	330,76	330,59

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.	13L.
	210,6	635,9	1061,4	1487,2	1912,9	»	2764,7
	210,2	635,6	1061,6	1487,5	1913,5	2340,1	»
	210,6	635,6	1061,6	1487,5	1913,1	2339,4	2765,7
	209,5	634,8	1061,8	»	1911,4	»	»
	210,6	636,0	1061,6	1487,5	1913,2	2339,4	2766,0
	210,7	635,9	1061,7	1487,7	1913,6	2340,1	»
	210,3	635,8	1061,3	1487,1	1913,2	2338,9	2765,0
	210,8	636,9	1061,4	1487,9	»	»	»
	210,8	636,2	1061,9	1487,8	1913,6	2339,9	»
	210,7	635,8	1061,6	1487,0	1912,5	2338,9	»
Moyennes =	210,48	635,89	1061,57	1487,45	1913,0	2339,53	2765,35
$U =$	»	338m55	338m48	338m35	338m38	338m24	338m23
$U_0 =$	»	331,65	331,58	331,45	331,48	331,34	331,23
$U_0' =$	»	330,82	330,75	330,62	330,65	330,51	330,40

Les tableaux suivants présentent les vitesses successives que l'on trouve pour le son d'après les marques de chacune des deux membranes; nous les mettons sous la forme que nous avons déjà employée pour les précédentes séries.

Membrane A.

Chemins parcourus.	U_0	W_0	U_0'	W_0'
2L = 2835m9	332m19	»	331m36	»
4L = 5671,8	331,75	331,53	330,92	330,70
6L = 8507,7	331,67	331,56	330,84	330,73
8L = 11343,6	331,59	331,40	330,76	330,57
10L = 14179,5	331,42	330,82	330,59	330,00

Membrane B.

Chemins parcourus.	U_0	W_0	U_0'	W_0'
L = 1417^{m}6	»	»	»	»
3L = 4253,8	331,65	331,65	330,82	330,82
5L = 7089,7	331,58	331,44	330,75	330,61
7L = 9925,6	331,45	331,52	330,62	330,69
9L = 12761,5	331,48	331,30	330,65	330,47
11L = 15597,4	331,34	330,76	330,51	329,93
13L = 18433,3	331,23	331,33	330,40	330,50

On peut comparer les nombres contenus dans ces tableaux avec ceux des tableaux analogues, obtenus par les expériences des séries 7 et 8, où l'on n'a également suivi l'onde qu'à partir de sa première réflexion à l'extrémité B; on ne reconnaîtra que de bien faibles différences.

Dix-septième série (11 mai).

Les membranes A et B, qui ont été employées jusqu'ici, ont 0^m 20. Pour la série actuelle, je place en A une membrane de 0^m 30, pour voir si elle serait plus sensible que les membranes plus petites, et si elle marquerait un plus grand nombre de retours de l'onde. On ne charge le pistolet que de $0^{gr.}$ 500 de poudre.

$T = 12^\circ 0$, $T' = 10^\circ 5$ } Moyenne $= 11^\circ 25$, $f = 9^{mm}95$, $H = 755{,}0$.

Membranes *b*, B, A de 0^m30.

Charge $= 0^{gr}500$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
»	»	58,3	59,1
124,1	»	121,7	122,9
»	210,6	210,3	211,0
»	275,4	271,0	272,1
»	»	361,3	362,7
421,1	422,5	421,8	423,0
»	»	483,2	484,5
633,8	635,4	635,1	636,3
845,2	847,3	846,6	848,4
»	909,2	908,1	910,1
1058,4	1060,7	1060,5	»
1269,9	1273,0	1271,5	1273,8
»	1486,0	1486,2	1487,9
»	1699,0	1697,0	»
»	1911,3	»	»

Pendule.

N° 1.	101,20
N° 2.	101,39
N° 3.	101,32
N° 4.	101,39

Moyenne $= 101{,}325$

$\frac{1}{2} = 50{,}662$

Log $= 1{,}7046823$

On compte le départ de l'onde à sa première arrivée sur la membrane B, c'est-à-dire après un chemin parcouru $L = 1417^m9$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	421,1	845,2	1269,9	»
	422,5	847,3	1273,0	1699,0
	421,8	846,6	1271,5	1697,0
	423,0	848,4	1273,8	»
Moyennes =	422,1	846,88	1272,05	1698,0
U =	$339^{m}70$	$338^{m}72$	$338^{m}40$	$338^{m}08$
U_0 =	332,84	331,86	331,54	331,22
U_0' =	332,02	331,04	330,72	330,40

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
	»	633,8	1058,4	»	»
	210,6	635,4	1060,7	1486,0	1912,3
	210,3	635,1	1060,5	1486,2	»
	211,0	636,3	»	1485,9	»
Moyennes =	210,63	635,15	1059,9	1486,2	1912,3
U =	»	$338^{m}44$	$338^{m}33$	$337^{m}98$	$337^{m}75$
U_0 =	»	331,58	331,47	331,14	330,88
U_0' =	»	330,76	330,65	330,32	330,06

Membrane *b*.

	b	2L − *b*.	2L + *b*.	4L − *b*.	4L +
	»	»	»	»	»
	»	»	»	»	909,2
	58,3	361,3	483,2	»	908,1
	59,1	362,7	484,5	»	910,1
Moyennes =	58,7	362,0	483,85	»	909,13
U =	»	$338^{m}86$	$339^{m}02$	»	$338^{m}81$
U_0 =	»	331,96	332,12	»	331,91
U_0' =	»	331,14	331,30	»	331,09

La membrane A, de plus grand diamètre, ne présente pas plus de sensibilité que celle de $0^{m}20$ qu'on employait aupa-

ravant ; comme elle obéit très-facilement aux moindres variations de pression extérieure, on est obligé d'écarter davantage le butoir.

Les vitesses sont généralement un peu plus faibles que celles des séries précédentes ; mais pour celles-ci l'onde avait une intensité initiale plus grande, puisqu'elle était produite par une charge double de poudre.

Membrane A.

Chemins parcourus.	U_0	W_0	U_0'	W_0'
2L = 2835,9	332,84	»	332,02	»
4L = 5671,8	331,86	331,37	331,04	330,55
6L = 8507,7	331,54	331,06	330,72	330,24
8L = 11343,6	331,22	330,44	330,40	329,62

Membrane B.

L = 1417,9	»	»	»	»
3L = 4253,8	331,58	331,58	330,76	330,76
5L = 7089,7	331,47	331,39	330,65	330,57
7L = 9925,6	330,90	330,16	330,08	329,34
9L = 12761,5	331,05	330,32	330,23	329,50

Dix-huitième série (11 mai).

Dans cette série et dans les deux suivantes, on ne met dans la ligne que la membrane A de $0^{m}30$; mais on varie la charge de poudre depuis $0^{gr.}5$ jusqu'à $2^{gr.}0$, pour reconnaître l'influence que l'intensité initiale de l'onde exerce sur la vitesse de propagation dans les diverses parties du parcours, lorsque ses arrivées sont marquées par une membrane de grand diamètre.

Dans ces trois séries, nous comptons le départ de l'onde

depuis le premier retour à la membrane A, c'est-à-dire après qu'elle a déjà parcouru le chemin $2L = 2835^m9$.

$T = 11°4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 755,1$.

Membrane A seule.

Charge de poudre = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
423,9	»	424,0	424,0
698,3	»	»	698,3
849,4	849,9	849,5	»
1124,0	»	1124,3	1124,4
1275,5	1275,9	1275,8	1275,6
»	»	1701,9	1701,7
»	2128,3	2128,4	»
»	»	»	

Pendule.

N° 1.	101,70
N° 2.	101,68
N° 3.	101,66
N° 4.	101,68
Moyenne =	101,68
$\frac{1}{2}$ =	50,84
Log =	1,7062055

On déduit de ce tableau pour les ondes principales :

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	423,9	849,4	1275,5	»	»
	»	849,9	1275,9	»	2128,3
	424,0	849,5	1275,8	1701,9	2128,4
	424,0	»	1275,6	1701,7	»
Moyennes =	424,0	849,6	1275,7	1701,8	2128,35
$U =$	»	338^m76	338^m56	338^m50	338,38
$U_0 =$	»	331,90	331,70	331,64	331,52
$U'_0 =$	»	331,07	330,87	330,81	330,69
$W_0 =$	»	331,90	331,50	331,49	331,15
$W'_0 =$	»	331,07	330,67	330,66	330,32

Dix-neuvième série (12 mai).

T = 12°0
T′ = 10°8 } Moyenne = 11°4, f = 10mm05, H = 751,9.

Membrane A seule.

Charge = 2gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.
422,4	424,6	421,8
696,8	»	696,0
848,1	850,5	847,3
973,3	»	»
1274,1	1276,6	1273,4
1700,1	»	1699,7
2126,2	»	»
2552,8	»	2552,4
2979,8	»	»

Pendule.

N° 1.	101,66
N° 2.	101,68
N° 3.	101,63
Moyenne =	101,66
$\frac{1}{2}$ =	50,83
Log =	1,7061201

D'où l'on déduit :

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
	422,4	848,1	1274,1	1700,1	2126,2	2552,8	2979,8
	424,6	850,5	1276,6	»	»	»	»
	421,8	8;7,3	1273,4	»	»	2552,4	»
Moyennes =	422,93	848,6	1274,7	1700,1	2126,2	2552,6	2979,8
U =	»	338m62	338m46	338m59	338m52	338m42	338m26
U_o =	»	331,76	331,60	331,73	331,66	331,56	331,40
U_o' =	»	330,93	330,77	330,90	330,83	330,73	330,57
W_o =	»	331,76	331,44	332,00	331,44	331,20	330,57
W_o' =	»	330,93	330,61	331,17	330,61	330,37	329,74

Vingtième série (16 mai).

$$\left.\begin{array}{r} T = 12^{\circ}0 \\ T' = 10^{\circ}8 \end{array}\right\} \text{Moyenne} = 11^{\circ}4, \quad f = 10^{mm}05, \quad H = 765{,}3.$$

Membrane A seule.

Charge = $0^{gr}500$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.
»	126,6	»	126,7	»	126,7	126,3
»	273,3	»	276,4	»	273,4	273,1
425,1	424,3	424,5	424,2	425,0	424,4	424,2
»	549,5	»	549,6	»	519,6	549,4
»	»	»	»	»	576,0	576,0
»	699,1	699,1	698,9	»	698,7	698,6
850,6	850,3	850,1	850,0	851,5	850,2	850,0
»	975,8	»	975,7	»	975,2	975,0
»	1125,4	»	1125,1	»	1124,8	1125,2
1277,2	1276,5	1276,5	1276,2	1277,3	1275,9	1276,3
»	»	»	»	»	1551,3	1551,5
1702,9	1702,8	1702,9	1702,3	1703,5	1702,5	1702,5
»	2129,3	»	2128,7	2129,7	2129,1	2129,1
»	»	»	2555,7	»	»	2555,7

Pendule.

N° 1.	101,60
N° 2.	101,60
N° 3.	101,61
N° 4.	101,60
N° 5.	101,63
N° 6.	101,60
N° 7.	101,63
Moyenne =	101,61
$\frac{1}{2}$ =	50,805
Log =	1,7059065

Les ondes principales sont inscrites sur le tableau suivant :

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.
	425,1	850,6	1277,2	1702,9	»	»
	424,3	850,3	1276,5	1702,8	2129,3	»
	424,5	850,1	1276,5	1702,9	»	»
	424,2	850,0	1276,2	1702,3	2128,7	2555,7
	425,0	851,5	1277,3	1703,5	2129,7	»
	424,4	850,2	1275,9	1702,5	2129,1	»
	424,2	850,0	1276,3	1702,5	2129,1	2555,7
Moyennes =	424,53	850,39	1276,56	1702,77	2129,18	2555,7
$U =$	»	338^m32	338^m17	338^m13	338^m07	338^m02
$U_o =$	»	331,46	331,51	331,27	331,21	331,16
$U_o' =$	»	330,63	330,68	330,44	330,38	330,33
$W_o =$	»	331,46	331,22	331,18	331,03	330,93
$W_o' =$	»	330,63	330,40	330,36	330,21	330,11

Je rappellerai que les séries 18, 19 et 20 ont été faites avec la seule membrane A, du diamètre de 0^m30, et que l'on a donné à l'onde des intensités initiales très-différentes, en faisant varier la charge de poudre depuis $0^{gr}500$ jusqu'à $2^{gr}000$. Dans les tableaux de ces séries, on n'a suivi l'onde qu'à partir de son premier retour sur la membrane A, c'est-à-dire après qu'elle avait déjà parcouru le chemin $2L = 2835^m9$. Comparons les vitesses données par ces trois séries :

	Charge de poudre.	Valeurs de U_o' pour le chemin total après une 1re réflexion en A. 4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
20e série	$0^{gr}5$	330^m63	330^m68	330^m44	330^m38	330^m33	»
18e série	1,0	331,07	330,87	330,81	330,69	»	»
19e série	2,0	330,93	330,77	330,90	330,83	330,73	330^m57

On reconnaît encore que la vitesse moyenne augmente

sensiblement avec l'intensité de l'onde au départ, même quand on ne commence à observer cette onde qu'après un chemin parcouru $2L = 2835^m9$, et ayant déjà subi deux réflexions sur les fonds du tuyau ; la différence est naturellement plus grande dans le premier parcours 2L. Les membranes du diamètre de 0^m30 ne sont pas plus sensibles que celles de 0^m20. Elles ont l'inconvénient de changer très-facilement de courbure par les moindres variations barométriques qui surviennent dans la galerie; aussi ai-je renoncé à leur emploi.

Vingt et unième série (11 mai).

Le mélange gazeux qui est produit par l'explosion de la poudre dans un pistolet, sort de l'arme avec une vitesse de translation qui doit troubler beaucoup, à l'origine, le développement des ondes sphériques que la théorie suppose. Un effet du même genre se produit encore dans l'explosion des étoupilles fulminantes (pages 47 et 278), mais à un degré moindre parce que la capsule qui est en métal mince est toujours déchirée par l'explosion. Pour obtenir une onde qui se propage sphériquement dès son origine, j'ai eu recours à l'inflammation d'un mélange détonant gazeux.

On produit l'onde foulante par la détonation d'un mélange d'hydrogène et d'oxygène auquel on met le feu à l'aide d'une étincelle électrique par le procédé qui a été décrit page 48. La capacité des boules de verre, soufflées à

la lampe, qui renferment le mélange est de 50 centimètres cubes environ.

Les membranes C et B ont été mises dans la ligne télégraphique, mais la membrane B ne marque pas, probablement par suite d'un mauvais contact. On ne s'aperçoit de ce fait qu'en relevant les indications des bandes.

Température moyenne = 11°25, $f = 9^{mm}95$, H = 753,6.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
135,4	»	»	»	135,6	»
146,0	»	»	145,9	145,9	»
263,2	»	»	263,0	263,5	»
284,7	»	»	284,4	284,6	»
412,5	»	»	412,6	412,6	»
560,2	560,2	»	560,4	»	»
708,5	708,5	710,1	708,9	708,7	709,6
»	»	»	985,6	985,5	985,5
1134,0	»	1135,5	1134,6	1134,6	1134,5

Pendule.

N° 1.	101,35
N° 2.	101,30
N° 3.	101,40
N° 4.	101,46
N° 5.	101,34
N° 6.	101,34
Moyenne =	101,365
$\frac{1}{2}$ =	50,682
Log =	1,7048537

On compte le départ à la première arrivée de l'onde sur la membrane C, ainsi après un chemin déjà parcouru C = 920^m1.

Membrane C.

	C.	2L — C.	2L + C.	4L — C.	4L + C.	6L — C.
	135,4	284,7	560,2	708,5	»	1134,0
	»	»	560,2	708,5	»	»
	»	»	»	710,1	»	1135,5
	»	284,4	560,4	708,9	985,6	1134,6
	135,6	284,6	»	708,7	985,5	1134,6
	»	»	»	709,6	985,5	1134,5
Moyennes =	135,5	284,56	560,27	709,05	985,53	1134,64
U =	»	$338^{m}55$	$338^{m}37$	$338^{m}53$	$338^{m}17$	$338^{m}22$
U_0 =	»	331,77	331,59	331,75	331,39	331,44

On trouve, en outre, sur les bandes des marques qui proviennent probablement de l'onde qui, après une réflexion partielle sur la première vanne, vient frapper la membrane C, et a parcouru les chemins $2l + 2L - C$, et $2l + C$.

Pour juger si l'onde produite par l'explosion de notre mélange d'hydrogène et d'oxygène présente une vitesse de propagation différente de celle de l'onde qui est donnée par le pistolet à poudre, il suffit de comparer les résultats du tableau précédent avec ceux des séries 11, 12, 13 et 14, pour lesquelles on a employé également la membrane C, fonctionnant dans les mêmes conditions, avec des charges de poudre variant de $0^{gr}250$ à $1^{gr}000$. Or on ne trouve pas de différences sensibles, ainsi on peut admettre que ces deux genres d'ondes ont la même vitesse de propagation dans des tuyaux du diamètre de $1^{m}10$, lorsqu'on ne commence à suivre les ondes qu'après une distance assez grande, $C = 920^{m}1$, de leur départ.

Expériences faites avec une onde foulante produite à l'aide d'une pompe.

Les expériences des séries 22, 23, 24 et 25 ont été faites sur des ondes produites à l'aide d'une pompe foulante, en suivant exactement le procédé qui a été décrit page 55. L'onde ainsi produite a une intensité assez grande au départ; on le reconnaît à la forte détonation qui a lieu au moment où le papier se déchire.

Vingt-deuxième série (10 mai).

$\left.\begin{array}{l} T = 12^\circ 0 \\ T' = 10^\circ 8 \end{array}\right\}$ moyenne $= 11^\circ 4$, $f = 10^{mm}05$, $H = 758,6$.

Membrane B seule.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
211,3	210,1	210,2	210,7
»	»	»	»
»	»	»	»
635,4	636,9	636,3	636,4
1062,9	1063,8	1063,1	1063,0
1488,2	1489,3	»	1489,2

Pendule.

N° 1.	101,51
N° 2.	101,55
N° 3.	101,56
N° 4.	101,53
Moyenne =	101,54
$\frac{1}{2}$ =	50,770
Log =	1,7056072

On ne compte l'onde qu'à partir de sa première arrivée à la membrane B; elle a donc déjà parcouru $L = 1417^{m}9$.

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.
	211,3	635,4	1062,9	1488,2
	210,1	636,9	1063,8	1489,3
	210,2	636,3	1063,1	»
	210,7	636,4	1063,0	1489,2
Moyennes =	210,77	636,25	1063,20	1488,9
U =	»	338^{m}39	337^{m}81	337^{m}95
U_0 =	»	331,53	330,95	331,09
U_0' =	»	330,70	330,12	330,26

Vingt-troisième série (10 mai).

Température moyenne = 11°4, f = 10^{mm}05, H = 758,5.

Membranes *a* et B.

N° 1.	N° 2.	N° 1.	N° 2.
209,7	210,9	»	890,3
380,4	380,5	1060,6	1060,6
465,5	465,8	1235,8	1231,9
»	636,4	1321,8	1320,5
805,8	806,4	1486,7	1486,8

Pendule.

N° 1.	101,44
N° 2.	101,47
Moyenne =	101,455
$\frac{1}{2}$ =	50,727
Log =	1,7052649

Le départ de l'onde est compté de même à partir de sa première arrivée sur la membrane B, c'est-à-dire après un parcours L = 1417^{m}9.

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.
	209,7	»	1060,6	1486,7
	210,9	636,4	1060,6	1486,8
Moyennes =	210,3	636,4	1060,6	1486,75
U =	»	337ᵐ63	338ᵐ39	338ᵐ11
U_0 =	»	330,77	331,53	331,25
U_0' =	»	329,94	330,70	330,42

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	4L − *a*.	6L − *a*.	2L + *a*.	4L + *a*.	6L + *a*.
	»	380,4	805,8	1235,8	465,5	»	1321,8
	»	380,5	805,4	1231,9	465,8	890,3	1320,5
Moyennes =	»	380,45	805,6	1233,85	465,65	890,3	1321,1
U =	»	338ᵐ10	338ᵐ30	337ᵐ30	338ᵐ13	338ᵐ54	336ᵐ76
U_0 =	»	331,24	331,44	330,44	331,27	331,68	329,90
U_0' =	»	330,41	330,61	329,61	330,44	330,85	329,07

La membrane *a* n'a pas marqué la première arrivée de l'onde, mais bien ses retours successifs.

Les courants d'air qui s'établissent dans la galerie gênent beaucoup pendant les expériences de cette série et nuisent à leur exactitude.

Vingt-quatrième série (10 mai).

T = 12°0, T′ = 10°8 } moyenne = 11°4, $f = 10^{mm}5$, H = 758,3.

Membranes *a*, B, A.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.
40,3	39,8	37,8	39,7	39,6	849,1	847,9	847,5	848,6	847,1
210,8	210,5	209,5	208,4	209,7	»	890,7	889,7	889,7	891,5
324,1	324,1	»	»	»	1060,7	1061,5	1061,6	»	1060,5
380,1	380,4	380,6	379,9	379,6	»	1231,9	1231,8	»	1233,5
423,0	422,6	420,5	422,5	»	1274,6	1274,6	1274,8	1275,0	1274,7
»	465,6	463,0	464,9	»	»	1319,7	1315,4	1322,2	1319,6
»	»	»	484,3	»	1486,0	1488,1	1487,4	1485,9	1486,7
635,6	636,3	633,2	635,8	634,7	1698,2	1703,3	»	»	1701,1
805,6	805,5	806,8	806,3	805,8	1912,0	»	»	1912,3	»

Pendule.

N° 1.	101,40
N° 2.	101,40
N° 3.	101,40
N° 4.	101,40
N° 5.	101,40
Moyenne =	101,40
$\frac{1}{2}$ =	50,70
Log =	1,7050080

Le départ de l'onde est pris à son arrivée à la membrane B; l'onde a donc déjà parcouru le chemin $L = 1417^{m}9$.

Ici la membrane *a* a toujours marqué la première arrivée de l'onde, et cependant on n'avait rien changé à la disposition des appareils, ni à la manière d'opérer.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	423,0	849,1	1274,6	1698,2
	422,6	847,9	1274,6	1703,3
	420,5	847,5	1274,8	»
	422,5	848,6	1275,0	»
	»	847,1	1274,7	1701,1
Moyennes =	422,15	848,04	1274,74	1700,87
U =	$338^{m}34$	$337^{m}85$	$337^{m}48$	$337^{m}48$
U_0 =	331,48	331,09	330,62	330,62
U_0' =	330,65	330,26	29,79	329,79

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
	210,3	635,6	1060,7	1486,0	1912,0
	210,5	636,3	1061,5	1488,1	»
	209,5	633,2	1061,6	1487,4	»
	208,4	635,8	»	1485,9	1912,3
	209,7	634,7	1060,5	1486,7	»
Moyennes =	209,68	635,12	1061,08	1486,82	1912,15
U =	»	$337^{m}96$	$337^{m}73$	$337^{m}75$	$337^{m}65$
U_0 =	»	331,10	330,87	330,88	330,79
U_0' =	»	330,27	330,04	330,05	329,96

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	4L − *a*.	6L − *a*.	2L + *a*.	4L + *a*.	6L + *a*.
	»	380,1	805,6	»	»	»	»
	»	380,4	805,5	1231,9	465,6	890,7	1319,7
	»	880,6	805,8	1231,8	463,0	889,7	1315,4
	»	379,9	806,3	»	464,9	889,7	1322,2
	»	379,6	805,8	1233,5	»	891,5	1319,6
Moyennes =	»	380,12	805,8	1232,4	464,5	890,4	1319,2
U =	»	$337^{m}35$	$337^{m}60$	$337^{m}39$	$338^{m}64$	$337^{m}98$	$336^{m}96$
U_0 =	»	330,49	330,74	330,53	331,78	331,12	330,10
U_0' =	»	329,66	329,91	329,70	330,95	330,29	329,27

Vingt-cinquième série (10 mai).

On augmente l'épaisseur du papier qui doit être déchiré par l'air comprimé de la pompe. Il est probable que l'onde prend ainsi plus d'intensité au départ.

$$\left.\begin{array}{l} T = 12°0 \\ T' = 10°8 \end{array}\right\} \text{moyenne} = 11°4, \quad f = 10^{mm}05, \quad H = 758{,}5.$$

Membranes *b*, A et B.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.
62,2	61,9	61,3	61,8	61,6
210,9	211,4	208,2	210,3	211,0
362,5	361,6	362,4	362,1	363,8
»	368,4	»	368,1	366,1
418,9	429,6	423,3	423,8	422,5
635,8	638,2	636,3	636,2	630,0
792,0	792,7	791,2	»	785,6
848,4	853,2	848,8	854,0	842,4
910,2	917,4	911,5	911,3	»
1061,8	1066,7	1062,1	1062,9	1055,5
1273,8	1279,6	1275,4	»	1267,6
1487,5	1492,2	1488,5	1489,6	»
1913,9	»	1914,1	»	»

Pendule.

N° 1.	101,50
N° 2.	101,59
N° 3.	101,49
N° 4.	101,62
N° 5.	101,56

Moyenne = 101,55
$\frac{1}{2}$ = 50,775
Log = 1,7056499

Le départ de l'onde est encore compté depuis son

arrivée à la membrane B, après le chemin parcouru $L = 1417^m9$.

On a remplacé la membrane *a* des expériences précédentes par la membrane *b* qui est plus éloignée de l'origine A. La membrane *b* marque, chaque fois, la première arrivée de l'onde.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.
	418,9	848,4	1273,8
	429,6	853,2	1279,6
	423,3	848,8	1275,4
	423,8	854,0	»
	422,5	842,4	1267,6
Moyennes =	423,62	849,36	1274,1
$U =$	337^m60	338^m01	338^m43
$U_0 =$	330,74	331,15	331,57
$U_0' =$	329,91	330,32	330,74

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
	210,9	635,8	1061,8	1487,5	1913,9
	211,4	638,2	1066,7	1492,2	»
	208,2	636,3	1062,1	1488,4	1914,1
	210,3	636,2	1062,9	1489,6	»
	211,0	630,0	1055,5	»	»
Moyennes =	210,35	635,3	1061,80	1489,45	1914,0
$U =$	»	338^m86	338^m23	337^m72	338^m09
$U_0 =$	»	332,00	331,37	330,86	331,23
$U_0' =$	»	331,17	330,54	330,03	330,40

Membrane *b*.

	b.	2L — *b*.	4L — *b*.	4L + *b*.
	62,2	362,5	792,0	910,2
	61,9	361,6	792,7	917,4
	61,3	362,4	791,2	911,5
	61,8	362,1	»	911,3
	61,6	363,8	785,6	»
Moyennes =	61,76	362,5	790,3	912,6
U =	»	337^m38	336^m77	337^m00
U_0 =	»	330,52	329,91	330,14
U_0' =	»	329,69	329,08	329,31

Les expériences des séries 22, 23, 24 et 25 ayant été faites dans des circonstances identiques en apparence, et avec les mêmes membranes A et B, nous pouvons prendre les moyennes des indications de ces membranes. Nous trouvons ainsi pour les vitesses U_0', c'est-à-dire pour les vitesses moyennes de propagation, dans l'air sec à 0°, de l'onde dont on ne suit la marche que depuis sa première arrivée à la membrane B, après qu'elle a déjà parcouru une première fois la longueur de la conduite $L = 1417^m9$.

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
22e série	»	330^m70	330,12	330^m26	»
23e série	»	329,94	330,70	330,42	»
24e série	»	330,27	330,04	330,05	329,96
25e série	»	331,17	330,54	330,03	330,40
Moyennes =	»	330,52	330,47	330,19	330,18

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
24ᵉ série	330ᵐ65	330ᵐ26	329ᵐ79	329ᵐ79
25ᵉ série	329,91	330,32	330,74	»
Moyennes =	330,28	330,29	330,27	329,79

On remarquera de suite que les déterminations partielles des vitesses moyennes de propagation de l'onde produite par notre pompe foulante ne présentent pas une régularité aussi complète que celle que nous avons trouvée pour les ondes produites par l'explosion des mélanges détonants. Cela tient certainement à ce que cette onde varie de nature et de forme suivant la manière dont le papier obturateur se déchire dans chaque expérience.

Comparons les vitesses de l'onde produite par notre pompe foulante avec celle de l'onde qui est donnée par le pistolet à poudre, dans les mêmes circonstances de marque et de parcours. Or, dans les séries 6, 7 et 16, l'onde est produite par le pistolet à poudre, chargé de 1ᵍʳ0 et de 2ᵍʳ0 de poudre, et on ne suit l'onde qu'à partir de sa première arrivée sur la membrane B. Ces séries donnent pour les valeurs de U_0' :

Membrane B.

	Charge.	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.	13L.
6ᵉ série	1ᵍʳ0	»	330ᵐ92	330ᵐ78	330ᵐ70	330ᵐ52	330ᵐ43	»
16ᵉ série	1,0	»	330,82	330,75	330,62	330,65	330,51	330,41
7ᵉ série	2,0	»	331,14	330,86	330,77	330,71	330,52	330,43

Membrane A.

	Charge.	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
6e série	1^{gr}0	331^{m}00	330^{m}74	330^{m}70	331^{m}59	330^{m}44	»	»
16e série	1,0	331,36	330,92	330,84	330,76	330,59	»	»
7e série	2,0	331,46	331,88	330,87	330,73	330,62	330,60	330,56

On reconnaît que la vitesse de l'onde produite par notre pompe foulante est sensiblement plus faible que celle de l'onde qui est donnée par le pistolet à poudre, mais la différence est bien petite.

Je me proposais de terminer mes expériences dans l'égout Saint-Michel par des recherches sur la propagation des ondes musicales; mais je fus obligé d'interrompre par suite des travaux que l'on avait entrepris pour prolonger la ligne des tuyaux jusqu'à l'Observatoire.

EXPÉRIENCES SUR LA CONDUITE SAINT-MICHEL PROLONGÉE JUSQU'A L'OBSERVATOIRE.

Le troisième robinet-vanne ayant été intercallé à la place qui lui était destinée, la plaque portant la membane B a été ajustée à l'extrémité de la ligne prolongée. C'est le seul changement qui soit survenu dans la ligne des tuyaux, de sorte que nous avons maintenant pour les distances des membranes à l'origine A.

	Distance de l'origine A.
Membrane A, de 0^m20, à l'origine A...............	0
Membrane *a*, de 0^m10, sur une tubulure latérale......	$a = 284^m02$
Membrane *b*, de 0^m10, sur une tubulure latérale......	$b = 406{,}95$
Membrane *c*, de 0^m10, sur une tubulure latérale......	$c = 749{,}16$
Membrane C, de 0^m15, sur une tubulure latérale.......	$C = 920{,}10$
Membrane B, de 0^m20, à l'extrémité de la ligne......	$L = 1589{,}50$

De plus, il existe maintenant sur la ligne trois robinets-vannes, entièrement semblables à celui dont la figure 18, planche III, représente une coupe. Les distances de ces vannes à l'origine A sont les suivantes :

Distance de l'orifice A à la première vanne......	$l = 416^m93$
Distance de l'orifice A à la deuxième vanne......	$l' = 914{,}47$
Distance de l'orifice A à la troisième vanne......	$l'' = 1419{,}20$

Nous avons vu que ces vannes, même quand elles sont entièrement levées, produisent des réflexions partielles des

ondes, dont on trouve toujours les marques successives sur les bandes.

Je réunis dans les tableaux suivants, les chemins parcourus par les ondes qui viennent marquer sur les diverses membranes dont je me sers dans les expériences qui suivent; j'y ajoute les chemins parcourus par les ondes qui proviennent d'une première réflexion partielle de l'onde primitive à la première rencontre des robinets-vannes n° 1, n° 2 et n° 3. Je mets en regard de ces chemins parcourus les nombres approximatifs de vibrations doubles du diapason qui leur correspondent, en supposant que la vitesse de propagation ne change, ni par le fait de l'intensité de l'onde, ni par les variations assez sensibles de température qui se présentent dans les diverses expériences. J'admets dans ce calcul que 472,8 doubles vibrations du diapason correspondent à un chemin parcouru $2L = 3179^m0$. Ces tableaux ont été d'un grand secours pour classer les marques nombreuses qui couvrent nos bandes, et pour rapporter chacune de ces marques à la membrane qui l'a produite.

Onde directe.

Membrane A.			Membrane B.		
2L	3179^m0	472^v8	L	1589^m5	236^v4
4L	6358,0	945,7	3L	4768,5	709,3
6L	9537,0	1418,6	5L	7947,5	1182,0
8L	12716,0	1891,4	7L	11126,5	1654,8
10L	15895,0	2364,3	9L	14305,5	2127,9
12L	19074,0	2837,2	11L	17487,5	2600,7
14L	22253,0	3310,0	13L	25663,5	3073,6

Membrane C.

C	$920^{m}1$	$136^{v}8$			
2L — C	2258,9	336,0	2L + C	$4099^{m}1$	$609^{v}6$
4L — C	5437,9	808,9	4L + C	7278,1	1082,5
6L — C	8616,9	1281,8	6L + C	10457,1	1555,4
8L — C	11795,9	1754,6	8L + C	13636,1	2028,2
10L — C	14974,9	2227,5	10L + C	16815,1	2501,1
12L — C	18153,9	2700,4	12L + C	19994,1	2974,0
14L — C	21332,9	3173,2	14L + C	23173,1	3446,8

Membrane *a*.

a	$284^{m}02$	$42^{v}26$			
2L — *a*	2895,0	430,6	2L + *a*	$3463^{m}0$	$515^{v}0$
4L — *a*	6074,0	903,5	4L + *a*	6642,0	987,9
6L — *a*	9253,0	1376,4	6L + *a*	9821,0	1460,8
8L — *a*	12432,0	1849,2	8L + *a*	13000,0	1933,6
10L — *a*	15611,0	2322,1	10L + *a*	16179,0	2406,5
12L — *a*	18790,0	2795,0	12L + *a*	19358,0	2879,4
14L — *a*	21969,0	3267,8	14L + *a*	22537,0	3352,2

Membrane *b*.

b	$406^{m}95$	$60^{v}53$			
2L — *b*	2772,1	412,3	2L + *b*	$3585^{m}9$	$533^{v}3$
4L — *b*	5951,1	885,2	4L + *b*	6765,0	1006,2
6L — *b*	9130,0	1358,1	6L + *b*	9944,0	1479,1
8L — *b*	12309,0	1830,9	8L + *b*	13123,0	1951,9
10L — *b*	15488,0	2303,8	10L + *b*	16302,0	2424,8
12L — *b*	18667,0	2776,7	12L + *b*	19481,0	2897,7

ONDE RÉFLÉCHIE PARTIELLEMENT SUR LA PREMIÈRE VANNE.

Membrane A.			Membrane B.		
$2l$	$833^{\mathrm{m}}3$	$123^{\mathrm{v}}9$	$2l+$ L	$2422^{\mathrm{m}}8$	$360^{\mathrm{v}}3$
$2l+$ 2L	4012,3	596,7	$2l+$ 3L	5601,7	833,2
$2l+$ 4L	7191,3	1069,6	$2l+$ 5L	8780,8	1305,9
$2l+$ 6L	10370,3	1542,5	$2l+$ 7L	11959,8	1778,7
$2l+$ 8L	13549,3	2015,	$2l+$ 9L	15138,8	2251,8
$2l+$ 10L	16728,3	2488,2	$2l+$ 11L	18317,8	2724,6
$2l+$ 12L	19907,3	2961,1	$2l+$ 13L	21496,8	3197,5
$2l+$ 14L	21419,7	3433,9	$2l+$ 15L	24675,8	3670,2

Membrane C.

		$2l+$ C	$1753^{\mathrm{m}}4$	$260^{\mathrm{v}}7$
$2l+$ 2L — C	$3092^{\mathrm{m}}2$	$459^{\mathrm{v}}9$		
		$2l+$ 2L + C	4932,4	733,5
$2l+$ 4L — C	6271,2	932,8	$2l+$ 4L + C	8111,4	1206,4
$2l+$ 6L — C	9450,2	1405,7	$2l+$ 6L + C	11290,4	1679,3
$2l+$ 8L — C	12629,2	1878,3	$2l+$ 8L + C	14469,4	2152,1
$2l+$ 10L — C	15808,2	2351,4	$2l+$ 10L + C	17648,4	2625,0
$2l+$ 12L — C	18987,2	2824,3	$2l+$ 12L + C	20827,4	3097,9
$2l+$ 14L — C	20499,6	3297,1	$2l+$ 14L + C	22339,8	3570,7

Membrane *a*.

			$2l+a$	$1117^{\mathrm{m}}3$	$166^{\mathrm{v}}1$
$2l+$ 2L — a	$3728^{\mathrm{m}}3$	$554^{\mathrm{v}}5$	$2l+$ 2L + a	4296,3	638,9
$2l+$ 4L — a	6907,3	1027,4	$2l+$ 4L + a	7475,3	1111,8
$2l+$ 6L — a	10086,3	1500,3	$2l+$ 6L + a	10654,3	1584,7
$2l+$ 8L — a	13265,3	1973,1	$2l+$ 8L + a	13833,3	2057,5
$2l+$ 10L — a	16444,3	2446,0	$2l+$ 10L + a	17012,3	2530,4
$2l+$ 12L — a	19623,3	2919,8	$2l+$ 12L + a	20191,3	3003,3
$2l+$ 14L — a	21135,7	3391,7	$2l+$ 14L + a	21703,7	3476,1

Membrane *b*.

			$2l+b$	1240^{m}2	184^{s}4
$2l+2L-b$	3605^{m}4	536^{s}2	$2l+2L+b$	4419,2	657,2
$2l+4L-b$	6784,4	1009,1	$2l+4L+b$	7598,2	1130,1
$2l+6L-b$	9963,4	1482,0	$2l+6L+b$	10777,2	1603,0
$2l+8L-b$	13142,4	1954,8	$2l+8L+b$	13956,2	2075,8
$2l+10L-b$	16321,4	2427,7	$2l+10L+b$	17135,2	2548,7
$2l+12L-b$	19500,4	2900,6	$2l+12L+b$	20314,2	3021,6
$2l+14L-b$	22679,4	3373,4	$2l+14L+b$	21826,6	3494,4

ONDE RÉFLÉCHIE PARTIELLEMENT SUR LA DEUXIÈME VANNE.

Membrane A.			Membrane B.		
$2l'$	1828^{m}9	272^{s}0	$2l'+L$	3418^{m}4	508^{s}4
$2l'+2L$	5007,9	744,8	$2l'+3L$	6597,4	981,3
$2l'+4L$	8186,9	1217,7	$2l'+5L$	9776,4	1454,0
$2l'+6L$	11365,9	1690,6	$2l'+7L$	12955,4	1926,8
$2l'+8L$	14544,9	2163,4	$2l'+9L$	16134,4	2399,9
$2l'+10L$	17723,9	2636,3	$2l'+11L$	19313,4	2872,7
$2l'+12L$	20902,9	3109,2	$2l'+13L$	22492,4	3345,6
$2l'+14L$	24081,9	3582,0	$2l'+15L$	25671,4	3818,3

Membrane C.

			$2l'+C$	2749^{m}0	408^{s}8
$2l'+2L-C$	4087^{m}8	608^{s}0	$2l'+2L+C$	5928,0	881,6
$2l'+4L-C$	7266,8	1080,9	$2l'+4L+C$	9107,0	1354,5
$2l'+6L-C$	10445,8	1553,8	$2l'+6L+C$	12286,0	1827,4
$2l'+8L-C$	13624,8	2026,6	$2l'+8L+C$	15465,0	2300,2
$2l'+10L-C$	16803,8	2499,5	$2l'+10L+C$	18644,0	2773,1
$2l'+12L-C$	19982,8	2972,4	$2l'+12L+C$	21823,0	246,0
$2l'+14L-C$	23161,8	3445,2	$2l'+14L+C$	25002,0	3718,8

Membrane *a*.

			$2l' + a$	2112^{m}9	314^{v}2
$2l' + 2L - a$	4723^{m}9	702^{v}6	$2l' + 2L +$	5291,9	787,0
$2l' + 4L - a$	7902,9	1175,5	$2l' + 4L +$	8470,9	1259,9
$2l' + 6L - a$	11081,9	1648,4	$2l' + 6L +$	11649,9	1732,8
$2l' + 8L - a$	14260,9	2121,2	$2l' + 8L +$	14828,9	2205,6
$2l' + 10L - a$	17439,9	2594,1	$2l' + 10L +$	18007,9	2678,5
$2l' + 12L - a$	20618,9	3067,0	$2l' + 12L +$	21186,9	3151,4
$2l' + 14L - a$	23797,9	3539,8	$2l' + 14L +$	24365,9	3624,2

Membrane *b*.

			$2l' + b$	2235^{m}8	332^{v}5
$2l' + 2L - b$	4601^{m}0	684^{v}3	$2l' + 2L + b$	5214,8	805,3
$2l' + 4L - b$	7780,0	1157,2	$2l' + 4L + b$	8593,8	1278,2
$2l' + 6L - b$	10959,0	1630,1	$2l' + 6L + b$	11772,8	1751,1
$2l' + 8L - b$	14138,0	2102,9	$2l' + 8L + b$	14951,8	2223,9
$2l' + 10L - b$	17317,0	2575,8	$2l' + 10L + b$	18130,8	2696,8
$2l' + 12L - b$	20496,0	3048,7	$2l' + 12L + b$	21309,8	3169,7
$2l' + 14L - b$	23675,0	3521,5	$2l' + 14L + b$	24488,8	3642,5

ONDE RÉFLÉCHIE PARTIELLEMENT SUR LA TROISIÈME VANNE.

Membrane A.			Membrane B.		
$2l''$	2838^{m}4	422^{v}2	$2l'' + L$	4427^{m}9	658^{v}6
$2l'' + 2L$	6017,4	895,0	$2l'' + 3L$	7606,9	1131,5
$2l'' + 4L$	9196,4	1367,9	$2l'' + 5L$	10784,9	1604,2
$2l'' + 6L$	12375,4	1840,8	$2l'' + 7L$	13964,9	2077,0
$2l'' + 8L$	15554,4	2313,6	$2l'' + 9L$	17143,9	2550,1
$2l'' + 10L$	18733,4	2786,5	$2l'' + 11L$	20322,9	3022,9
$2l'' + 12L$	21912,4	3259,4	$2l'' + 13L$	23501,9	3495,8
$2l'' + 14L$	25091,4	3732,2	$2l' + 15L$	26680,9	3968,7

Ces marques se confondent presque avec celles de l'onde qui, s'étant réfléchie partiellement sur la première vanne, vient ensuite marquer sur la membrane *b*; en effet

$(2l'' + L) - (2l + 2L + b) = 4427^{m}9 - 4419^{m}2 = 8^{m}7$, qui correspond à 1,4 vibration double du diapason

Membrane C.

			$2l'' + C$	3758^{m}5	559^{v}0
$2l'' + 2 - C$	5097^{m}3	758^{v}2	$2l'' + 2L + C$	6937,5	1031,8
$2l'' + 4L - C$	8276,3	1231,1	$2l'' + 4L + C$	10116,5	1504,7
$2l'' + 6L - C$	11455,3	1704,0	$2l'' + 6L + C$	13295,5	1977,6
$2l'' + 8L - C$	14634,3	2176,8	$2l'' + 8L + C$	16474,5	2450,4
$2l'' + 10L - C$	17813,3	2649,7	$2l'' + 10L + C$	19653,5	2923,3
$2l'' + 12L - C$	20992,3	3122,6	$2l'' + 12L + C$	22832,5	3396,2
$2l'' + 14L - C$	24171,3	3595,5	$2l'' + 14L + C$	26011,5	3869,1

Membrane *a*.

			$2l'' + a$	3122^{m}4	464^{v}4
$2l'' + 2L - a$	5733^{m}4	852^{v}8	$2l'' + 2L + a$	6301,4	937,2
$2l'' + 4L - a$	8912,4	1325,7	$2l'' + 4L + a$	9480,4	1410,1
$2l'' + 6L - a$	12091,4	1798,6	$2l'' + 6L + a$	12659,4	1883,0
$2l'' + 8L - a$	15270,4	2271,4	$2l'' + 8L + a$	15838,4	2355,8
$2l'' + 10L - a$	18449,4	2744,3	$2l'' + 10L + a$	19017,4	2828,
$2l'' + 12L - a$	21628,4	3217,2	$2l'' + 12L + a$	22196,4	3301,6
$2l'' + 14L - a$	24807,4	3690,1	$2l'' + 14L + a$	25375,4	3774,5

Membrane *b*.

			$2l'' + b$	3245^{m}3	482^{v}7
$2l'' + 2L - b$	5610^{m}5	834^{v}5	$2l'' + 2L + b$	6424,3	955,5
$2l'' + 4L - b$	8789,5	1307,4	$2l'' + 4L + b$	9603,3	1428,4
$2l'' + 6L - b$	11968,5	1780,3	$2l'' + 6L + b$	12782,3	1901,3
$2l'' + 8L - b$	15147,5	2253,1	$2l'' + 8L + b$	15961,3	2374,1
$2l'' + 10L - b$	18326,5	2726,0	$2l'' + 10L + b$	19140,3	2847,0
$2l'' + 12L - b$	21505,5	3198,9	$2l'' + 12L + b$	22319,3	3319,9
$2l'' + 14L - b$	24684,5	3671,8	$2l'' + 14L + b$	25498,3	3792,8

I. *Expériences faites avec le pistolet à poudre.*

Première série (20 juin).

$$\left.\begin{array}{l} T = 15^{\circ}0 \\ T' = 14^{\circ}0 \end{array}\right\} \text{moyenne} = 14^{\circ}50, \quad f = 12^{mm}30, \quad H = 758{,}7.$$

Membranes A et B de $0^{m}20$.

Charge = $1^{gr}000$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.	N° 10.
119,9	119,9	»	»	»	»	»	»	»	»
233,4	233,5	232,8	232,8	232,9	232,6	232,3	233,4	233,0	233,0
»	»	246,4	246,3	»	»	»	»	»	»
»	268,8	»	»	»	»	267,7	268,9	268,4	»
284,4	284,6	284,0	283,8	283,9	283,7	283,3	284,6	284,3	284,1
»	335,6	»	»	334,5	334,4	333,8	335,0	335,3	»
357,7	358,0	357,3	357,2	357,2	357,1	356,7	357,8	357,7	357,4
»	»	»	»	»	381,3	380,9	382,4	»	»
387,8	388,1	387,4	387,3	387,2	386,7	386,5	387,8	387,4	»
413,1	413,1	»	»	»	411,9	411,6	412,6	»	»
422,8	»	»	»	421,9	421,5	421,3	422,3	»	»
435,8	435,9	435,3	435,0	435,1	435,0	434,6	435,7	435,5	435,5
»	»	451,4	450,8	»	»	»	»	»	»
471,1	471,1	470,8	470,5	470,5	470,4	470,0	471,3	470,9	470,9
486,4	486,4	486,0	485,8	485,6	485,6	485,0	486,4	485,9	486,1
»	»	»	»	541,5	545,6		542,2	541,8	»
584,8	585,0	584,5	583,9	584,1	584,1	583,5	585,0	584,6	584,5
634,6	635,0	634,5	633,9	633,9	633,8	633,3	634,6	634,4	634,3
657,7	658,0	657,4	656,9	657,1	657,0	656,5	658,0	657,5	657,3
708,9	»	708,9	708,7	708,3	708,3	707,8	709,2	708,8	708,6
»	»	»	»	738,2	738,1	737,6	739,1	738,9	»
760,3	760,5	760,2	759,6	759,5	759,6	759,1	760,5	759,9	760,0
786,6	»	»	786,2	785,4	785,4	784,7	786,3	786,3	»
»	»	»	»	815,0	815,0	814,6	815,9	815,6	»
833,9	834,1	833,7	832,9	833,0	833,0	832,6	834,0	833,4	833,7
»	»	»	»	»	850,3	849,7	851,3	»	»
»	»	»	»	863,4	863,3	862,7	864,4	863,9	»
»	890,1	»	»	888,5	888,6	887,9	889,5	889,0	»
911,8	912,0	911,8	910,8	910,8	910,8	910,4	912,1	911,4	911,6
»	»	»	»	934,5	»	934,3	935,9	935,3	»
947,1	947,5	946,9	945,9	946,2	946,3	945,8	947,3	946,7	»
962,4	»	962,4	961,5	961,4	961,5	961,1	962,6	962,0	»
983,1	983,4	982,9	982,2	982,2	»	979,1	980,7	982,8	»
1013,3	1013,6	1013,8	1012,7	1012,4	1012,5	1012,0	»	1012,9	1013,3
1058,9	1059,2	1061,2	1060,1	1057,9	1058,1	1057,7	1059,2	1058,5	1060,9

Première série (suite).

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.	N° 10.
1111,2	1111,5	»	1110,1	1110,2	1110,4	1109,9	1111,4	1110,8	»
1133,8	1134,1	1134,1	1132,8	1133,0	1133,0	1132,7	1134,1	1133,4	1133,7
1184,7	1185,2	1185,1	1183,8	1183,9	1184,0	1183,5	1185,2	1184,4	1184,7
1236,2	»	1236,5	1235,2	1234,8	1235,1	1234,5	1236,3	1235,6	»
»	»	»	»	1262,4	1262,8	1261,9	1263,6	»	»
»	»	»	»	1285,1	1285,4	1284,7	1286,3	1285,7	»
»	»	»	»	»	»	1301,1	1302,4	»	»
1310,2	1310,5	1310,4	1308,8	1309,0	1309,3	1308,7	1310,4	1309,6	1310,0
1387,9	1388,4	»	1386,8	1387,1	1387,2	1386,6	1388,4	1387,6	»
1411,5	»	»	1410,7	1410,5	»	1410,1	1411,7	1411,1	»
»	1423,6	1423,4	1421,9	1422,2	1422,5	1422,1	1423,4	1422,7	1423,0
1438,7	1439,1	»	1437,8	1437,5	1437,7	»	1439,0	1438,1	Fin du rou-
1458,4	1458,6	1459,0	1457,3	1457,2	1457,1	1456,5	1458,3	1457,6	leau.
1537,4	1537,6	»	»	1534,2	»	1534,0	1535,8	1534,8	»
1587,8	1588,3	»	»	1583,5	1586,7	1586,3	1588,0	1587,1	»
1610,4	1610,5	1611,1	1609,3	1609,2	1609,5	1608,8	1610,5	1609,8	»
1661,2	1661,6	1661,7	1659,9	1659,9	1660,2	1659,7	1661,4	1660,6	»
1712,8	1713,3	»	»	1711,3	1711,4	1710,9	1712,9	1711,8	»
»	»	»	»	1785,5	1785,6	1785,1	1787,0	1786,2	»
1864,7	1865,1	»	»	1863,2	1863,6	1862,9	1864,8	1863,8	»
»	1900,2	1900,5	1898,4	1898,5	1899,0	1898,6	1900,3	1899,0	»
1935,6	»	»	»	1933,9	»	1933,6	1935,3	1934,6	»
2137,6	2138,1	2138,7	2136,3	2136,3	2136,7	2136,0	2138,2	2136,9	»
»	»	»	»	2613,4	2613,7	2613,0	2615,4	2614,2	»

Pendule.

N° 1.	101,89
N° 2.	101,90
N° 3.	101,94
N° 4.	101,82
N° 5.	101,85
N° 6.	101,88
N° 7.	101,87
N° 8.	101,89
N° 9.	101,86
N° 10.	101,91

Moyenne = 101,88

$\frac{1}{2}$ = 50,940

Log = 1,7070589

Le départ de l'onde est compté à partir de son ar-

rivée sur la membrane B; l'onde a donc parcouru déjà un chemin $L = 1589^m50$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	471,1	947,1	»	»
	471,1	947,5	1423,6	1900,2
	470,8	946,9	1423,4	1900,5
	470,5	945,9	1421,9	1898,4
	470,5	946,2	1422,2	1898,5
	470,4	946,3	1422,5	1899,0
	470,0	945,8	1422,1	1898,6
	471,3	947,3	1423,4	1900,3
	470,9	946,7	1422,7	1899,0
	470,9	»	1423,0	»
Moyennes =	470,75	946,63	1422,76	1899,31
U =	340^m52	340^m37	340^m26	340^m15
U_o =	331,81	331,66	331,55	331,44
U_o' =	330,80	330,65	330,54	330,43

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.
	233,4	708,9	1184,7	1661,2	2137,6	»
	233,5	»	1185,2	1661,6	2138,1	»
	232,8	708,9	1185,1	1661,7	2138,7	»
	232,8	708,7	1183,8	1659,9	2136,3	»
	232,9	708,3	1183,9	1659,9	2136,3	2613,4
	232,6	708,3	1184,0	1660,2	2136,7	2613,7
	232,3	707,8	1183,5	1659,7	2136,0	2613,0
	233,4	709,2	1185,2	1661,4	2138,2	2615,4
	233,0	708,8	1184,4	1660,6	2136,9	2614,2
	233,0	708,6	1184,7	»	»	»
Moyennes =	232,97	708,60	1184,45	1660,7	2137,2	2613,94
U =	»	340^m46	340^m39	340^m28	340^m17	340^m07
U_o =	»	331,75	331,68	331,57	331,46	331,36
U_o' =	»	330,74	330,67	330,56	330,45	330,35

Deuxième série (22 juin).

$T = 15°4$, $T' = 14°4$ } moyenne $= 14°9$, $f = 12^{mm}62$, $H = 756,3$.

Membranes A, *a*, C et B.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.
»	»	101,8	»	»	»	»	»	906,7	»	»	907,2
»	»	124,9	»	»	»	914,0	913,6	913,2	913,4	914,3	913,6
»	135,85	135,8	135,9	135,8	136,0	949,1	948,6	948,6	»	949,3	949,1
236,1	235,8	235,9	235,7	236,1	236,1	964,3	963,7	963,3	963,5	964,4	964,15
271,15	271,1	»	»	271,1	»	969,0	968,3	968,1	968,3	»	968,7
287,3	287,0	286,9	287,0	287,2	287,1	»	973,0	973,0	973,0	»	»
290,1	289,9	»	290,2	290,2	»	»	984,7	984,6	984,6	985,6	985,1
293,9	»	»	293,8	293,7	»	»	»	988,8	988,8	»	989,2
301,4	301,1	»	301,4	301,5	»	»	1014,8	1014,4	1014,6	1015,6	1014,8
»	336,1	336,2	336,2	336,4	336,4	1063,4	1062,9	1062,7	1062,7	1063,6	1063,3
»	360,5	360,1	360,2	360,7	360,4	»	1087,2	»	»	1087,9	»
363,5	363,2	»	»	363,5	»	1113,2	1112,5	1112,2	1112,3	1113,3	1112,6
»	»	390,1	390,1	390,3	»	1136,2	1135,6	1135,2	1135,3	1136,5	1135,8
»	»	431,0	»	»	431,2	1187,4	1186,5	1186,2	1186,5	1187,6	1186,8
438,3	438,1	438,0	438,0	438,4	438,2	1238,8	1238,0	1237,9	1237,9	1238,9	1238,5
473,4	473,3	473,3	»	473,6	473,6	»	1263,9	»	1263,9	1264,9	»
488,6	487,7	487,8	487,95	488,3	488,3	»	1288,0	»	»	1289,1	»
505,5	505,0	»	505,4	505,6	»	»	1312,5	1311,2	1311,3	1312,5	1312,2
»	»	508,8	508,9	509,3	509,3	1390,1	1389,3	1389,1	1389,2	1390,5	1389,7
587,3	587,0	587,1	587,1	587,4	587,3	1424,7	1424,5	1424,6	»	1425,4	1425,4
611,6	611,2	611,1	611,2	611,7	611,6	»	1439,7	1439,2	1439,5	1440,7	»
»	636,7	636,2	636,5	637,1	»	»	1444,8	»	1444,3	1445,9	»
660,5	660,1	660,1	659,8	660,6	660,4	»	1460,6	1460,0	1460,2	1461,2	»
675,5	675,5	»	»	675,9	»	»	1536,2	»	»	1537,6	»
711,3	711,1	710,8	711,0	711,6	711,2	»	1588,6	1588,1	1588,2	1589,6	»
747,0	746,8	»	»	747,4	»	»	1611,3	1611,1	1611,1	1612,6	»
762,8	762,5	762,3	762,5	763,1	762,7	1663,1	1662,3	1662,0	1662,1	1663,6	1662,5
812,3	812,0	811,9	811,95	812,5	»	»	1713,6	1713,9	1713,7	1715,1	»
836,2	835,6	835,4	835,4	836,4	835,9	»	1865,3	1865,0	1865,2	1866,8	»
»	»	865,7	865,7	»	»	1901,6	1901,1	»	»	1902,5	»
897,8	897,5	»	»	898,2	»	2139,5	»	2138,0	2138,1	2140,1	2139,1

Pendule.

N° 1.	101,91
N° 2.	101,88
N° 3.	101,84
N° 4.	101,87
N° 5.	101,95
N° 6.	101,85

Moyenne = 101,883
$\frac{1}{2}$ = 50,941
Log = 1,7070076

Le départ de l'onde est compté à partir de la première arrivée en B, après un chemin dejà parcouru L = 1589^m50.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	473,4	949,1	1424,7	1901,6
	473,3	948,6	1424,5	1901,1
	473,3	948,6	1424,6	»
	»	»	»	»
	473,6	949,3	1425,4	1902,5
	473,6	949,1	1425,4	»
Moyennes =	473,44	948,94	1424,92	1901,73
U =	340^m94	340^m70	340^m50	340^m26
U_0 =	332,01	331,77	331,57	331,33
U_0' =	330,97	330,73	330,53	330,29

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.
	236,1	711,3	1187,4	1663,1	2139,5
	235,8	711,1	1186,5	1662,3	»
	235,9	710,8	1186,2	1662,0	2138,0
	235,7	711,0	1186,5	1662,1	2138,1
	236,1	711,6	1187,6	1663,6	2140,1
	236,1	711,2	1186,8	1662,5	2139,1
Moyennes =	235,95	711,17	1186,83	1662,6	2138,96
U =	»	340^m77	340^m61	340^m55	340^m39
U_0 =	»	331,84	331,68	331,62	331,46
U_0' =	»	330,80	330,64	330,58	330,42

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.
	»	»	611,6	812,3	»	»
	135,85	336,1	611,2	812,3	1087,2	1288,0
	135,8	336,2	611,1	811,9	»	»
	135,9	336,2	611,2	811,95	»	»
	135,8	336,4	611,7	812,5	1087,9	1289,1
	136,0	336,4	611,6	»	»	»
Moyennes =	135,87	336,26	611,40	812,19	1087,55	1288,55
U =	»	$342^{m}20$	$340^{m}50$	$340^{m}24$	$340^{m}28$	$340^{m}09$
U_0 =	»	333,27	331,57	331,31	331,35	331,16
U_0' =	»	332,23	330,53	330,27	330,31	330,12

Membrane *a*.

	a	2L − *a*.	2L + *a*.	4L − *a*.	4L + *a*.	6L − *a*.	6L + *a*.
	»	»	»	»	»	»	»
	»	»	»	»	»	»	1460,6
	»	431,0	»	906,7	988,8	»	1460,0
	»	»	»	»	988,8	»	1460,2
	»	»	»	»	»	»	1461,2
	»	431,2	»	907,2	989,2	»	»
Moyennes =	»	431,1	»	906,95	988,93	»	1460,5
U =	»	$340^{m}78$	»	$340^{m}49$	$341^{m}85$	»	$342^{m}46$
U_0 =	»	331,84	»	331,56	332,92	»	333,53
U_0' =	»	330,80	»	330,52	331,88	»	332,49

Troisième série (22 juin).

$$\left.\begin{array}{l} T = 15^{\circ}4 \\ T' = 14^{\circ}4 \end{array}\right\} \text{moyenne} = 14^{\circ}90, \quad f = 12^{mm}62, \quad H = 756{,}8.$$

Membranes *b*, C, B et A.

Charge = $1^{gr}000$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 1.	N° 2.	N° 3.
»	»	58,5	912,9	911,7	913,9
135,2	134,8	135,4	948,9	946,9	949,6
235,3	234,8	235,8	963,2	962,0	964,2
286,3	285,8	286,8	984,5	983,0	985,3
333,6	335,0	336,1	988,5	987,1	989,5
359,2	359,2	360,1	1009,8	1008,0	1009,5
412,4	411,55	412,7	1062,4	1061,1	1063,4
437,4	436,7	437,9	1111,9	»	1113,1
473,0	472,1	473,5	1134,9	1133,7	1136,2
487,2	486,5	483,2	1185,9	1184,5	1187,2
508,5	507,7	509,0	1237,6	1236,0	1238,8
533,75	532,9	534,2	1310,9	1309,5	1312,5
586,65	585,4	587,1	»	1362,2	1364,3
610,8	609,8	611,4	»	1387,25	1390,2
635,9	635,2	636,6	»	1422,5	»
659,5	658,4	658,1	»	1437,4	1440,9
710,4	709,4	711,1	»	1483,4	1486,0
761,8	760,9	762,8	1610,8	1609,5	1612,4
787,3	786,1	788,3	1661,7	1659,8	1663,3
811,7	810,3	812,2	»	1711,6	1715,4
816,5	816,1	817,5	»	»	1841,4
826,8	»	827,4	»	»	1963,2
834,8	834,2	836,0	»	2135,5	2140,0
888,5	886,8	888,4			

Pendule.

N° 1.	101,83
N° 2.	101,80
N° 3.	101,92
Moyenne =	101,85
$\frac{1}{2}$ =	50,925
Log =	1,7069310

Le départ de l'onde est compté depuis sa première arrivée en B, ainsi elle a déjà parcouru $L = 1589^{m}50$.

Membrane A.

	2L.	4L.	L.
	473,0	948,9	»
	472,1	946,9	1422,5
	473,5	949,6	»
Moyennes =	472,87	948,43	1422,5
U =	340m72	340m52	340m91
U_0 =	331,75	331,55	331,94
U_0' =	330,71	330,51	330,90

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	
	235,3	710,4	1185,9	1661,7	»
	234,8	709,4	1184,5	1659,8	2135,5
	235,8	711,1	1187,2	1663,3	2140,0
Moyennes =	235,3	710,3	1185,87	1661,6	2137,75
U =	»	340m82	340m62	340m51	340m37
U_0 =	»	331,85	331,65	331,54	331,40
U_0' =	»	330,81	330,61	330,50	330,36

Membrane C.

	C.	2L — C.	2L + C.	4L — C.
	135,2	333,6	610,8	811,7
	134,8	335,0	609,8	810,3
	135,4	336,1	611,4	812,2
Moyennes =	135,13	334,9	610,67	811,4
U =	»	342m26	340m47	340m18
U_0 =	»	333,29	331,50	331,21
U_0' =	»	332,25	330,46	330,17

Membrane *b*.

	b	2L − *b*.	2L + *b*.	4L − *b*.	4L + *b*.	6L − *b*.	6L + *b*.	8L − *b*.	8L + *b*.
	»	412,4	533,75	888,5	1009,8	»	»	»	»
	»	411,85	532,9	886,8	1008,0	1362,2	1483,4	»	»
	58,5	412,7	534,2	888,4	1009,5	1364,3	1486,0	1841,4	1963,2
Moyennes =	58,5	412,217	533,617	887,9	1009,1	1363,25	1484,7	1841,4	1963,2
U =	»	340^{m}44	340^{m}82	340^{m}35	340^{m}61	340^{m}46	340^{m}53	339^{m}87	340^{m}72
U_o =	»	331,47	331,85	331,38	331,64	331,49	331,56	330,90	331,75
U_o' =	»	330,43	330,81	330,34	330,60	330,45	330,52	329,96	330,71

Quatrième série (14 juillet).

$T = 15°6$, $f = 13^{mm}20$, $H = 760,0$.

Membranes A et B.

Charge = 1^{gr}000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.
»	122,3	»	122,3	»	945,65	»	944,75	945,65	944,4
270,4	270,1	270,3	270,6	»	996,8	»	996,1	»	»
421,1	420,3	420,5	421,1	420,1	1070,0	1070,8	»	»	»
472,0	471,2	471,5	472,0	470,9	1147,6	»	1147,0	»	»
523,1	522,7	522,9	522,9	522,0	1183,0	»	1182,9	»	»
»	595,2	»	595,9	595,1	1218,5	»	1217,6	»	»
»	»	673,0	673,5	672,4	1419,9	»	1418,6	1419,9	1418,8
»	»	708,8	709,7	708,3	1658,0	»	»	»	»
»	»	744,0	744,3	743,1	1894,4	»	1893,2	1894,9	1893,6

Pendule.

N° 1.	101,85
N° 2.	»
N° 3.	»
N° 4.	101,75
N° 5.	»
N° 6.	101,81
N° 7.	101,79
Moyenne =	101,80
$\frac{1}{2}$ =	50,900
Log =	1,7067178

Le départ est compté à partir du premier retour en A; ainsi l'onde a déjà parcouru le chemin $2L = 3179^m0$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	472,0	945,65	1419,9	1894,4
	471,2	»	»	»
	471,5	944,75	1418,6	1894,9
	472,0	945,65	1419,9	1894,9
	470,9	944,4	1418,8	1893,6
Moyennes =	471,52	945,11	1419,3	1894,02
U =	»	341m67	341m45	341m25
U_0 =	»	331,94	331,72	331,52
U_0' =	»	330,86	330,64	330,44

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.
	»	»	1183,0	1658,0
	»	»	»	»
	»	708,8	1182,9	»
	»	708,7	»	»
	»	708,3	»	»
Moyennes =	»	708,6	1182,95	1658,0
U =	»	341m04	341m17	340m94
U_0 =	»	331,31	331,44	331,21
U_0' =	»	330,23	330,36	330,13

Les expériences de cette série sont contrariées fréquemment par des courants d'air qui s'établissent dans la galerie et empêchent souvent la marque des membranes. Cet effet est surtout sensible sur la membrane B placée à la seconde extrémité de la conduite.

Cinquième série (14 juillet).

$$\left.\begin{array}{l} T = 17^\circ 7 \\ T' = 15^\circ 9 \end{array}\right\} \text{moyenne} = 16^\circ 8, \quad f = 14^{mm}24, \quad H = 759{,}8.$$

Membranes A et B.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
122,3	»	»	»	944,3	943,8	946,0	945,7
235,2	»	235,5	235,7	995,6	»	»	997,0
270,1	»	»	270,5	1068,9	»	»	1070,4
420,4	419,7	424,9	420,8	1146,3	»	»	1148,2
471,2	471,3	472,1	471,9	1181,6	1181,2	1183,2	1182,9
522,2	521,4	»	523,1	1216,7	»	»	»
536,7	»	»	537,4	1367,5	»	»	»
595,1	594,2	»	596,0	1418,6	1418,3	1420,7	1419,8
672,7	»	»	673,7	1655,6	1655,5	»	1657,6
708,1	707,1	709,0	709,0	1892,4	1893,0	»	1894,5
743,1	»	»	744,4	2366,4	»	»	2370,1
893,6	»	»	894,9				

Pendule.

N° 1.	101,77
N° 2.	101,78
N° 3.	101,83
N° 4.	101,87
Moyenne =	101,81
$\frac{1}{2}$ =	50,905
Log =	1,7307604

Comme dans les séries 1, 2 et 3, le départ est compté depuis la première arrivée en B; ainsi l'onde a déjà parcouru le chemin $L = 1589^m50$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	471,2	944,3	1418,6	1892,4	2366,4
	471,3	943,8	1418,3	1893,0	»
	472,1	946,0	1420,7	»	»
	471,9	945,7	1419,8	1894,5	2370,1
Moyennes =	471,62	944,95	1419,35	1893,3	2368,2
U =	342m71	342m24	341m78	341m70	341m49
U_0 =	332,61	332,14	331,68	332,60	331,39
U'_0 =	331,46	330,98	330,52	330,44	330,23

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.
	235,2	708,1	1181,6	1655,6
	»	707,1	1181,2	1655,5
	235,5	709,0	1183,2	»
	235,7	709,0	1182,9	1657,6
Moyennes =	235,47	708,3	1182,22	1656,23
U =	»	342m40	341m93	341m74
U_0 =	»	332,30	331,83	331,64
U'_0 =	»	331,14	330,67	330,48

Les valeurs trouvées pour les vitesses U'_0 sont ici un peu plus grandes que dans les séries 1, 2 et 3, surtout dans les premières parties du parcours.

Sixième série (14 juillet).

$T = 16^o2, \quad f = 13^{mm}71, \quad H = 759,4.$

Membranes A, B et C.

Charge = $1^{gr}000$.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.
122,2	121,8	122,3	121,4	809,3	808,1	809,1	807,8
135,5	134,9	»	134,8	822,3	821,1	»	820,6
235,4	234,7	»	»	895,1	893,9	»	893,4
270,5	269,9	270,7	269,6	945,75	944,7	946,0	944,1
»	285,4	»	284,9	997,2	»	»	995,4
335,2	334,5	335,4	334,1	1070,7	1069,4	»	1068,8
420,9	420,3	421,0	419,85	»	1082,65	1082,1	»
472,0	471,2	472,1	470,9	1148,3	1146,8	»	1146,2
523,1	522,3	»	521,9	1183,3	1181,9	1183,5	1181,3
»	536,9	»	536,3	»	1217,6	»	1217,0
596,0	595,1	»	594,8	»	1282,5	»	1281,9
609,2	608,3	609,25	607,95	»	1367,9	»	
673,7	672,75	»	672,3	1420,3	1418,6	1420,9	1418,1
708,9	708,0	709,0	707,6	»	1470,5	»	»
»	723,8	»	723,0	1658,4	1656,3	»	1655,6
744,2	743,4	»	742,7	1894,9	1893,4	»	1892,8

Pendule.

N° 1.	101,87
N° 2.	101,81
N° 3.	101,84
N° 4.	101,78
Moyenne =	101,825
$\frac{1}{2}$ =	50,912
Log =	1,7068202

Le départ de l'onde est compté depuis sa première arrivée en B, comme dans les séries 1, 2, 3 et 5; le chemin déjà parcouru est $L = 1589^m50$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.
	472,0	945,7	1420,3	1894,9
	471,2	944,7	1418,6	1893,0
	472,1	946,0	1420,9	»
	470,9	944,1	1418,1	1892,8
Moyennes =	471,55	945,12	1419,48	1893,57
U =	$342^{m}18$	$341^{m}90$	$341^{m}63$	$341^{m}56$
U_0 =	332,49	332,21	331,94	331,87
U'_0 =	331,37	331,09	330,82	330,75

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.
	235,4	708,9	1183,3	1658,4
	234,7	708,0	1181,9	1656,3
	»	709,0	1183,5	»
	»	707,6	1181,3	1655,6
Moyennes =	235,05	708,38	1182,5	1656,77
U =	»	$341^{m}94$	$341^{m}65$	$341^{m}53$
U_0 =	»	332,25	331,96	331,84
U'_0 =	»	331,13	330,84	330,72

Membrane C.

	C.	2L − C.	2L + C.	4L − C.	4L + C.	6L − C.
	135,5	335,2	609,2	809,3	»	»
	134,9	334,5	608,3	808,1	1082,65	1282,5
	»	335,4	609,25	809,1	1082,1	»
	134,8	334,1	607,95	807,8	»	1281,9
Moyennes =	135,07	334,80	608,68	808,58	1082,37	1282,2
U =	»	$341^{m}66$	$341^{m}96$	$341^{m}62$	$341^{m}80$	$341^{m}67$
U_0 =	»	331,97	332,27	331,93	332,11	331,98
U'_0 =	»	330,85	331,15	330,81	330,99	330,86

Septième série (14 juillet).

$T = 16^{o}2$, $f = 13^{mm}71$, $H = 759,2$.

Membranes A, B, C.

Charge = 1gr000.

N° 1.	N° 2.	N° 3.	N° 4.	N° 5.	N° 6.	N° 7.	N° 8.	N° 9.	N° 10.	N° 11.	N° 12.	N° 13.
122,5	122,4	122,2	»	122,0	122,3	122,75	121,8	»	122,2	»	»	»
»	125,6	125,7	»	125,1	125,7	125,85	125,2	125,6	125,6	»	126,4	125,5
270,4	270,3	270,4	»	269,6	270,3	271,15	270,1	»	270,3	»	»	270,0
335,1	»	»	»	334,8	335,1	»	334,9	»	335,2	»	335,4	334,8
420,5	420,7	420,8	»	420,3	420,8	421,15	420,4	»	420,9	»	»	421,4
471,7	471,7	471,9	»	471,1	471,7	472,05	471,3	472,1	471,8	472,1	471,8	471,5
522,6	522,9	522,9	»	522,3	523,0	»	522,4	»	523,0	»	»	522,6
595,6	595,9	595,9	»	594,9	595,8	596,25	595,3	596,1	595,7	»	»	596,6
»	»	»	609,5	608,1	609,0	608,4	»	»	609,1	»	»	609,8
673,3	673,4	673,3	»	672,5	»	673,55	»	673,5	673,5	»	»	672,7
709,3	709,5	709,5	709,5	708,3	709,1	709,05	708,8	709,2	709,2	709,7	708,9	709,0
743,9	744,0	744,0	»	743,35	»	744,25	»	744,5	744,2	»	»	743,6
809,0	809,3	809,0	»	807,7	808,7	»	808,4	808,9	808,7	»	»	808,4
894,6	894,4	894,1	»	893,5	»	894,35	894,2	894,7	894,5	»	»	893,85
945,0	945,1	945,1	»	944,3	945,2	945,25	945,0	945,6	945,4	945,5	944,6	944,6
996,0	997,0	996,5	»	995,7	»	996,85	»	»	997,2	»	»	996,2
»	1070,1	1069,8	»	1068,6	»	1070,25	»	»	1070,3	»	»	»
1146,8	1147,2	1147,1	1147,3	1146,3	»	1147,15	»	»	»	»	»	1146,7
1183,6	»	1183,7	»	1182,0	1183,3	»	1182,9	1183,5	1183,4	»	»	1183,0
1217,5	»	1217,2	1217,3	»	»	1217,85	»	»	»	»	»	»
»	»	»	»	1282,0	»	»	»	1283,7	1283,7	»	»	»
1368,1	»	1368,5	1368,0	»	»	»	»	»	»	»	»	»
1418,5	1419,0	1418,7	1418,9	1418,1	»	1418,95	1419,15	1420,0	1419,5	1420,0	1418,1	1418,5
1470,4	»	1470,3	»	»	»	»	»	»	»	»	»	»
1893,3	1893,7	1893,3	»	1892,2	»	1892,25	1894,1	1894,7	1894,2	»	»	1893,6
»	»	»	»	2366,6	»	»	»	»	»	»	»	»

Pendule.

N° 1.	101,79
N° 2.	101,81
N° 3.	101,81
N° 4.	»
N° 5.	101,74
N° 6.	101,76
N° 7.	101,77
N° 8.	101,81
N° 9.	101,87
N° 10.	101,86
N° 11.	101,76
N° 12.	101,72
N° 13.	101,77

Moyenne = 101,784

$\frac{1}{2}$ = 50,892

Log = 1,7066495

Les expériences de cette série sont souvent contrariées par des courants d'air qui s'établissent dans la galerie, surtout à l'extrémité B; les membranes B et C en sont quelquefois troublées dans leur marche.

Le départ de l'onde est compté depuis son premier retour en A comme dans la série 4, après un chemin parcouru $2L = 3179^{m}0$.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
	471,7	945,0	1418,5	1893,3	»
	471,7	945,1	1419,0	1893,7	»
	471,9	945,1	1418,7	1893,3	»
	»	»	1418,9	»	»
	471,1	944,3	1418,1	1892,2	2366,6
	471,7	945,2	»	»	»
	472,0	945,25	1418,9	1892,25	»
	471,3	945,0	1419,1	1894,1	»
	472,1	945,6	1420,0	1894,7	»
	471,8	945,4	1419,5	1894,2	»
	472,1	945,5	1420,0	»	»
	471,8	944,6	1418,1	»	»
	471,5	944,6	1418,5	1893,6	»
Moyennes =	471,72	945,05	1418,94	1893,48	2366,6
$U =$	»	$341^{m}80$	$341^{m}60$	$341^{m}37$	$341^{m}52$
$U_0 =$	»	332,11	331,91	331,68	331,83
$U'_0 =$	»	331,00	330,79	330,56	330,71

Membrane B.

	3L.	5L.	7L.
	»	709,3	1183,6
	»	709,5	»
	»	709,5	1183,7
	»	709,5	»
	»	708,3	1182,0
	»	709,1	1183,3
	»	709,05	»
	»	708,8	1182,9
	»	709,2	1183,5
	»	709,2	1183,4
	»	709,7	»
	»	708,9	»
	»	709,0	1183,0
Moyennes =	»	709,23	1183,17
U =	»	340m69	341m10
U_0 =	»	331,00	331,41
U'_0 =	»	329,88	330,29

Membrane C.

	C	2L — C.	2L + C.	4L — C.	6L — C.
	»	335,1	»	809,0	»
	»	»	»	809,3	»
	»	»	»	809,0	»
	»	»	609,5	»	»
	»	334,8	608,1	807,7	1282,0
	»	335,1	609,0	808,7	»
	»	»	»	»	»
	»	334,9	608,4	808,4	»
	»	»	»	808,9	1283,7
	»	335,2	609,1	808,7	1283,7
	»	»	»	»	»
	»	335,4	»	»	»
	»	334,8	608,8	807,4	»
Moyennes =	»	335,04	608,82	808,56	1283,13
U =	»	»	341m51	341m29	341m07
U_0 =	»	»	331,82	331,60	331,38
U'_0 =	»	»	330,70	330,48	330,26

Les résultats de cette série diffèrent peu, pour les membranes A et B, de ceux qui ont été donnés par les expériences de la quatrième série, où l'on compte la marche des ondes à partir de la même origine. Les résultats seraient plus concordants si la série 7 n'avait pas été contrariée par les courants d'air de la galerie.

Les expériences dans la conduite Saint-Michel prolongée jusqu'à l'Observatoire ont été troublées fréquemment par des courants d'air irréguliers qui s'établissaient dans la galerie et qui gênaient, faussaient même par fois, les marques des membranes. Ces courants d'air étaient occasionnés par l'ouverture d'une galerie latérale, construite récemment et que l'on avait fait communiquer avec le jour pour faciliter les travaux de maçonnerie. Leur effet se faisait surtout sentir sur les dernières marques qui sont produites par les ondes très-affaiblies.

Malheureusement ces courants irréguliers avaient un inconvénient encore plus grave, c'était d'établir des températures très-différentes dans les diverses parties de la galerie, de sorte qu'il devenait difficile de connaître exactement la température moyenne que l'on doit admettre pour l'air dans l'intérieur de la conduite. Pour remédier autant que possible

à cet inconvénient, j'avais disposé cinq thermomètres sur les tuyaux de fonte, à des stations convenablement espacées. On relevait fréquemment leurs indications et on en déduisait les moyennes que j'ai inscrites dans mes tableaux. Malgré ces précautions je pense que, dans les circonstances les plus défavorables, on pouvait faire une erreur de 1° sur l'évaluation de la température moyenne, et c'est à cette cause que j'attribue la concordance moins parfaite que l'on observe dans les résultats fournis par les diverses séries.

EXPÉRIENCES SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DES SONS MUSICAUX.

J'ai fait beaucoup de tentatives pour déterminer exactement la vitesse de propagation des sons donnés par les instruments de musique; mon intention était surtout de reconnaître si les sons qui correspondent aux diverses notes de la gamme ont exactement la même vitesse de propagation. Mais j'ai rencontré des difficultés insurmontables.

Un instrument de musique, quel qu'il soit, produit un son qui se prolonge quelque temps; il se compose d'une série d'ondulations isochrones, dont les intensités sont inégales. Ordinairement, les premières ondes émises sont les plus faibles; les suivantes se renforcent successivement pour décroître ensuite. Mes appareils ordinaires de mesure, qui devaient encore être employés ici, ne peuvent obéir qu'à une impulsion unique. Si le maximum d'intensité se trouvait constamment à la tête de la succession des ondes qui produisent le son musical, il est clair que deux membranes, suffisamment sensibles et placées à une distance convenable l'une de l'autre, pourraient marquer les instants précis où la tête des ondes passe successivement devant chacune d'elles, et

on aurait ainsi le moyen de calculer la vitesse de propagation.

Mais il n'en sera pas de même si le maximum d'intensité n'est pas à la tête de la succession des ondes, et c'est ce qui arrive pour tous les sons musicaux. Dans ce cas la première membrane, celle qui est la plus rapprochée de l'émission du son, marquera l'arrivée de la tête de l'onde, tandis que la seconde membrane, beaucoup plus éloignée, et qui ne reçoit que les ondes déjà très-affaiblies, ne marquera souvent que l'arrivée du maximum d'intensité. La vitesse de propagation que l'on déduira de ces deux marques sera donc nécessairement inexacte.

J'ai voulu observer, directement, les mouvements que prennent les membranes appliquées sur les diverses tubulures de la conduite, au moment où des ondes sonores passent devant elles ; j'espérais trouver ainsi la meilleure disposition qu'il convient d'adopter pour ce genre d'ondes.

L'extrémité A de la conduite était fermée avec le système à coulisse représenté (fig. 5 et 9, planche III). On émettait le son par l'orifice O, à l'aide d'un tuyau d'orgue, ou d'une forte anche battante munie d'un pavillon de trompette. Immédiatement à côté de l'orifice O, et sur la même planche, on avait fixé une membrane A munie du système pendulaire de la fig. 15, planche II, qui devait marquer le départ des ondes. Enfin, on plaçait une seconde membrane, successivement, sur les tubulures *a*, *b*, C et B, et l'on observait les mouvements de cette membrane au moment du passage des ondes sonores.

Toutes ces membranes étaient circulaires, en caoutchouc mince, et disposées de façon à ce que l'on pût modifier, à volonté, leur tension. Leurs diamètres variaient de 3 à 20 centimètres.

Pour suivre à l'œil le mouvement des membranes, on colle à leur centre un petit disque léger en métal, surmonté d'une pointe recourbée et telle que le montre la figure 13, planche II; on regarde attentivement la partie verticale *cd* avec une loupe. Au moment où le son musical passe devant la membrane, celle-ci se met en vibration, et l'amplitude de ses vibrations augmente successivement. Par suite de la persistance des impressions sur la rétine, la partie *cd* s'élargit pour l'œil, non pas brusquement mais successivement, pour se rétrécir ensuite quand toutes les ondes ont passé.

On reconnaît ainsi que la membrane cherche, immédiatement, à se mettre en vibrations isochrones avec les ondes qui passent, mais que cela a lieu par renforcement successif, de sorte que, au moment du passage de la tête de l'onde, le mouvement vibratoire de la membrane est loin d'avoir acquis l'intensité nécessaire pour établir ou pour rompre le contact.

Lorsque la membrane est munie du pendule punaise (fig. 8, planche III), ou même du pendule à vis (fig. 16 et 17, planche II), l'observateur placé auprès de la membrane s'aperçoit facilement que le petit pendule commence toujours par prendre des petites trépidations, avant de s'échapper véritablement en marquant la rupture de contact.

Quand la membrane munie de son pendule est intercalée dans la ligne télégraphique, l'observateur qui suit l'appareil enregistreur du cabinet d'expériences entend toujours des trépidations dans le marqueur, avant que celui-ci annonce nettement une rupture de contact sur la bande noircie.

Les membranes du diamètre de 0m10 m'ont paru les plus favorables pour les notes graves que donnaient mes tuyaux sonores ; mais il est nécessaire de régler la tension du caout-

chouc pour la note que doit donner l'instrument. On fait cette opération avant de mettre la membrane en place : pour cela on fait sonner le tuyau auprès de la membrane, et on tend le caoutchouc successivement jusqu'à ce que le petit pendule soit le plus vivement projeté.

Ces observations préliminaires me laissaient peu d'espoir d'obtenir avec mes appareils des déterminations exactes de la vitesse de propagation des ondes musicales. J'ai fait néanmoins un assez grand nombre d'expériences; mais les résultats ont été si discordants et si peu certains que je ne crois pas utile de les rapporter.

J'ai cherché si j'obtiendrais de meilleurs résultats en remplaçant mes membranes simples ordinaires par des résonnateurs Helmholtz, également munis d'un petit pendule et disposés comme le représente la figure 10, planche III, et tels que je les ai décrits page 61. On réglait les résonnateurs chaque fois pour la note que devait donner l'instrument de musique. Mais les résultats ont été encore plus incertains qu'avec mes membranes simples; on en trouve vite la raison quand on regarde la membrane du résonnateur au moment du passage de l'onde sonore. Sous l'influence de la boîte renforçante, la membrane se met assez vite en vibrations isochrones avec la succession des ondes sonores; mais, de même qu'une corde sous l'action de l'archet, elle se renforce successivement, et ce n'est qu'après le passage d'un grand nombre d'ondes isochrones qu'elle acquiert assez d'intensité pour projeter au loin le pendule, et marquer franchement une rupture de contact. Ainsi, avec les résonnateurs Helmholtz on trouve la même cause d'erreur qu'avec mes membranes simples, mais l'effet en est encore plus fâcheux.

Ne pouvant pas noter l'arrivée des ondes par les membranes, j'ai cherché à la faire marquer par un observateur attentif qui établissait un contact dans la ligne télégrahique à l'instant où il percevait l'arrivée du son. M. Kœnig, notre habile constructeur d'instruments d'acoustique, a bien voulu accepter cette mission.

On sonne une trompette dont le pavillon s'appuie sur l'orifice O de l'extrémité A de la conduite. Le départ est marqué par une petite membrane, munie d'un pendule et qui est située immédiatement à côté. M. Kœnig applique une oreille sur un orifice pratiqué sur la planche qui ferme la seconde extrémité de la conduite et qui se trouve ainsi à 1589^{m}5 du départ. Il tient un doigt appliqué sur un bouton qui termine une lame métallique élastique communiquant avec la terre et qui n'est éloigné que d'une fraction de millimètre d'une plaque métallique inférieure communiquant avec la ligne télégraphique. Lorsque M. Kœnig appuie sur le bouton, il établit un courant dans la ligne télégraphique, lequel fait marcher le marqueur de l'appareil enregistreur et inscrit par conséquent sur la bande noircie le moment où l'observateur perçoit l'arrivée de l'onde à l'extrémité B.

M. Kœnig s'est exercé, quelque temps, par des expériences préliminaires pour acquérir l'habitude de marquer l'arrivée avec la plus grande prestesse possible. On a fait ensuite les expériences définitives qui sont consignées dans les tableaux suivants :

Première série.

La trompette donne la note $ut_3 = 256$ vibrations simples.
La double oscillation du pendule vaut 101,75 vibrations doubles du diapason.

Bande n° 1.	254,9
n° 2.	253,0
n° 3.	263,2
n° 4.	257,5
n° 5.	257,0
n° 6.	256,6
n° 7.	251,1
n° 8.	252,1
n° 9.	252,1
n° 10.	251,8
Moyenne =	253,93

Ces nombres présentent de grandes différences ; ils sont certainement trop grands à cause de la perte de temps qu'on ne peut éviter pour la marque de l'arrivée en B. Le plus petit de ces nombres = 251m1 se rapproche probablement le plus de la vérité ; or il donne une vitesse de 321m84 qui est certainement beaucoup trop faible.

Deuxième série.

On sonne une autre trompette qui donne la note fondamentale $ut_4 = 512$ vibrations.

Numéro de la bande.	Vibrations du diapason.
1	256,7
2	258,6
3	255,9
4	252,1
Moyenne =	255,82

Cette moyenne est encore plus forte que celle de la série précédente. Si l'on pouvait avoir confiance dans l'exactitude de ces résultats, on dirait que la vitesse de propagation d'une onde musicale est d'autant plus grande que la note est plus grave. Mais il est impossible de rien conclure d'expériences aussi discordantes. On ne peut en déduire que la limite inférieure du retard que l'observateur, le plus exercé, ne peut éviter quand il marque à la main l'arrivée d'un son qu'il perçoit par l'oreille.

L'insuccès de ces expériences, et beaucoup d'autres tentatives aussi infructueuses, m'ont forcé à renoncer à l'emploi de mes appareils pour déterminer directement la vitesse de propagation des sons musicaux. J'ai cherché néanmoins à résoudre, avec l'emploi unique de l'oreille, quelques-unes des questions qui me paraissaient les plus intéressantes pour l'acoustique. Je donne ici le résumé des expériences que j'ai imaginées pour cela, et dans lesquelles M. Kœnig a toujours rempli le rôle principal comme observateur.

I.

Le son conserve-t-il la même hauteur quand il parcourt une longue conduite de tuyaux?

1° Devant l'orifice de la plaque qui ferme la conduite en B près de l'observatoire, on dispose la caisse de résonnance d'un grand diapason donnant le ut_2 = 256 vibrations simples. Cette caisse lance dans la conduite des ondes d'une grande puissance, lorsqu'on fait vibrer le diapason extérieurement à l'aide d'un archet.

On remarque d'abord que si l'on fait vibrer fortement le diapason pendant quelques secondes et qu'on l'arrête ensuite brusquement, le diapason entre de nouveau en vibration par les ondes de retour. Ainsi les ondes primitives, après avoir parcouru deux fois la longueur de la conduite, c'est-à-dire 3179 mètres, et après s'être réfléchies à l'extrémité A, remettent en vibration l'air de la caisse renforçante et le diapason qui est fixé dessus. Or cela ne peut arriver que si les ondes conservent au retour la même hauteur qu'elles avaient au départ.

2° A l'autre extrémité A de la conduite on place un résonnateur Helmholtz, accordé pour la note du diapason. L'oreille entend alors la note du diapason avec une intensité surprenante. Si l'on supprime le résonnateur et si l'on écoute le son avec l'oreille libre, on trouve la note parfaitement d'accord avec celle que donne un autre diapason ut_2 de force moyenne, mais non muni de caisse renforçante, et que l'on fait vibrer

près de l'oreille. Le petit diapason ayant été rigoureusement accordé avec le grand, on en conclut que l'accord existe encore quand les ondes du grand diapason ont parcouru un chemin de 1589^{m}5.

Si le son du grand diapason avait subi le moindre changement dans sa hauteur, on aurait entendu immédiatement des battements. Les battements apparaissaient en effet subitement, quand on collait la plus petite quantité de cire aux bouts des branches du petit diapason.

Je conclus de là que la *note d'un son ne change pas d'une manière sensible quand il parcourt de grandes distances dans des tuyaux de grand diamètre.*

II.

La vitesse de propagation du son est-elle la même pour toutes les notes de la gamme ?

On bouche la grande ouverture *ooo* (fig. 3, pl. III) de la planche qui ferme l'extrémité A de la conduite, avec un disque sur lequel on a assujetti les ouvertures de 8 résonnateurs Helmholtz, disposés en cercle. A la petite tubulure de chaque résonnateur on fixe des tubes de caoutchouc, qui se réunissent dans une petite boîte à air portant une tubulure plus large, sur laquelle on peut appliquer l'oreille. De cette façon, l'oreille peut percevoir, à la fois, les sons de tous les résonnateurs.

A l'autre extrémité B de la conduite, on émet successivement des notes dont chacune correspond à l'un des résonnateurs. Ces notes s'entendaient à l'extrémité A avec une netteté parfaite, parce que non-seulement les résonnateurs les renforçaient, mais en outre parce qu'ils les isolaient des bruits confus qui existent toujours dans les conduites des égouts de Paris, et qui troublent souvent les observations.

1° Les deux notes ut_3 et sol_3, ainsi que les deux notes ut_3 et ut_4, étant émises *simultanément* à la station B par des anches battantes, surmontées de pavillons de trompette, on a reconnu *invariablement* que la note grave précédait la note aiguë.

Quand l'émission *simultanée* des deux notes était de très-courte durée, il arrivait même que la note grave avait fini de résonner quand la note aiguë commençait seulement à se faire entendre.

De ces expériences, on est porté à conclure que, *lorsque les sons sont perçus par l'oreille, la vitesse apparente de propagation des sons aigus est sensiblement moindre que celle des sons graves.* Mais ce fait peut provenir uniquement de ce que le tympan de l'oreille se mettrait plus vite à vibrer à l'unisson avec les notes graves qu'avec les notes aiguës.

2° Les huit résonnateurs Helmholtz ayant été accordés pour les harmoniques de ut_2, savoir pour ut_2, ut_3, sol_3, ut_4, mi_4, sol_4, note 7 (1), ut_5, on a fait parler à l'autre extrémité B de la conduite une forte anche battante, surmontée d'un pavillon de trompette, et accordée pour la

(1) Cette note correspond à peu près au $si^{\flat}_4$.

note ut_2. Constamment on entendait d'abord la note fondamentale, laquelle était suivie par l'octave, puis venait la quinte... L'intensité de cette quinte était beaucoup plus forte que celle de l'octave.

M. Kœnig a entendu aussi des notes plus aiguës que la quinte de l'octave, et celles-ci suivaient encore la quinte. Mais il n'a pas pu séparer nettement ces notes, soit parce qu'il n'était pas encore suffisamment exercé à ce genre d'observations, soit aussi parce que ces notes, dont les intervalles deviennent de plus en plus petits, s'éloignent trop peu les unes des autres.

Ces expériences démontrent qu'*en parcourant de grandes longueurs de tuyaux, le son ne conserve pas son timbre, le timbre se décomposant dans les notes simples qui le constituent.* L'altération du timbre devient sensible, même à l'oreille libre; mais la décomposition se manifeste dans nos expériences par le retard que subissent les notes plus aiguës.

III.

Expériences qui démontrent la communication très-facile des vibrations sonores par l'intermédiaire de l'air.

Les ouvertures des caisses résonnantes de deux forts diapasons, accordés exactement pour la note ut_2, sont disposées aux deux extrémités de la conduite. En faisant vibrer avec l'archet le diapason de l'une des stations, celui de l'autre ex-

trémité se mettait si visiblement à vibrer, que l'on pouvait se servir de ce moyen pour transmettre des signaux d'une station à l'autre.

Lorsque le diapason de la station A était en vibration, il suffisait de placer un instant l'orifice de la caisse résonnante du diapason B devant l'ouverture du disque B qui ferme la conduite, pour que le diapason B se mît en vibrations très-intenses, lesquelles continuaient pendant quelque temps, après qu'on avait éloigné le diapason de la conduite.

IV.

Quelle est la note que donne dans notre conduite de 1^m10 *le coup de pistolet chargé de* 1^g000 *de poudre?*

J'ai pensé qu'il pouvait être utile de connaître la note qui correspond aux ondes sonores produites par notre pistolet B (page 46) quand on le charge de 1^g000 de poudre, comme cela a eu lieu dans la plupart de mes expériences. La détermination précise de la note est difficile à cause de la courte durée du son ; néanmoins j'ai cherché à l'obtenir par approximation successive, et voici comment nous avons opéré :

Le coup est tiré à l'extrémité A; M. Kœnig applique l'oreille auprès de la membrane placée à la seconde extrémité B, c'est-à-dire à une distance de 1589^m5 du départ. Il apprécie la note que donne le coup de pistolet en B, par comparaison avec la note que donne un diapason qui en est très-

rapproché. Ce diapason a été choisi par M. Kœnig après un certain nombre d'expériences préliminaires.

M. Kœnig a noté ainsi dans les expériences définitives :

5 fois	sol_1	= 192	vibrations.
2 fois	fa_1	= 170,7	»
1 fois	$la_1^{\flat}$	= 213,3	»
1 fois	$si_1^{\flat}$	= 240	»

Ainsi on ne s'éloignera pas beaucoup de la vérité, si l'on admet que notre pistolet chargé de 1^g0 de poudre donne un son de 195 vibrations. Le plus grand danger est de se tromper d'une octave entière; on éviterait cette chance d'erreur si, au lieu d'employer pour la comparaison un seul diapason, que l'on suppose très-rapproché, on en employait en outre deux autres, le premier donnant l'octave grave, et le second l'octave aiguë.

Expériences faites pour déterminer la vitesse de propagation du son rendu par la voix humaine.

J'ai fait bien des tentatives pour déterminer avec mes appareils enregistreurs les moments des passages successifs des ondes produites par la voix humaine devant des membranes disposées sur les diverses tubulures de la conduite ; mais j'ai eu de la peine à obtenir des résultats qui méritent confiance. D'abord, il est difficile de lancer à l'orifice A de la conduite un son de voix assez fort, et bref, qui arrive à l'autre extrémité de la conduite avec l'intensité suffisante pour faire mar-

quer régulièrement la membrane qui y est placée. Lorsqu'une même personne fait résonner devant l'orifice les diverses notes qui composent l'étendue de sa voix, on reconnaît que ce sont les notes aiguës qui arrivent le plus difficilement jusqu'au bout. La note du médium est en général celle qui possède la plus grande intensité initiale; c'est aussi celle qui porte le plus loin. Les notes plus graves arrivent assez facilement, mais il est difficile de les produire suffisamment courtes.

On rencontre d'ailleurs avec la voix humaine des causes d'erreur analogues à celles que j'ai signalées (page 425) pour les sons produits par les tuyaux d'orgue, et ce n'est qu'après un assez long exercice que l'on parvient à lancer une même note qui donne des résultats identiques sur mes marqueurs. Aussi je n'inscrirai ici que les résultats d'une seule série d'expériences faites avec une voix forte de baryton qui donnait la note de 435 vibrations.

Le son de voix est émis à l'orifice de l'extrémité A; les membranes *b* et B sont dans la ligne télégraphique. On détermine donc le temps que le son met à passer de la membrane *b* à la membrane B, c'est-à-dire à parcourir le chemin $= 1589{,}50 - 406{,}95 = 1182^m55$.

La température moyenne du tuyau est 14°9.
La double oscillation du pendule vaut 101,88 vibrations doubles du diapason.

Bande n° 1.	177,8
n° 2.	176,0
n° 3.	176,9
n° 4.	175,8
Moyenne =	176,62

On déduit de là

$$U = 341^m08$$
$$U_0 = 332,12$$
$$U'_0 = 331,09$$

Cette valeur moyenne de la vitesse diffère peu de celles que nous avons trouvées pour l'onde produite par le pistolet à poudre, quand elle s'est affaiblie suffisamment dans son parcours, et pour les ondes obtenues à l'aide de la pompe foulante ou du piston frappeur.

Le même baryton n'est jamais parvenu à faire marcher la membrane B, quand il émettait l'octave aiguë.

Une voix de ténor, assez forte, n'a pas réussi à faire marquer la membrane B' avec l'une quelconque des notes de son médium.

Onde produite par un tampon que l'on pousse vivement sur l'orifice O *de l'extrémité* A *de la ligne.*

On produit une onde foulante à l'aide d'un tampon que l'on pousse vivement sur l'orifice o, du diamètre de 5 centimètres, qui se trouve sur la plaque fermant l'extrémité A de la conduite, et on opère comme je l'ai dit (page 146).

On met dans la ligne télégraphique les deux membranes *b* et B; ainsi on note le temps que l'onde met à passer entre ces deux membranes, c'est-à-dire à parcourir le chemin $= 1182^m55$, comme dans les expériences précédentes :

La température moyenne des tuyaux est 14°9.

Bande n° 1.	177,1
n° 2.	177,6
n° 3.	177,25
n° 4.	177,2
Moyenne =	177,57

D'où

$$U = 339^{m}26$$
$$U_0 = 330{,}30$$
$$U'_0 = 329{,}27$$

La vitesse de cette onde est sensiblement moindre que celle que nous venons de trouver pour la voix humaine; mais elle augmenterait certainement si l'on poussait le tampon plus vite, ou si l'on opérait avec le piston frappeur.

RÉSUMÉ DES EXPÉRIENCES DE L'ÉGOUT SAINT-MICHEL; COMPARAISON AVEC CELLES QUI ONT ÉTÉ FAITES SUR LES AUTRES CONDUITES.

Le but principal que je me suis proposé en entreprenant les expériences dans l'égout Saint-Michel était de déterminer, le plus exactement possible, les variations que subit la vitesse de propagation d'une même onde qui circule dans une longue conduite. Pour y parvenir, j'ai établi sur la conduite un grand nombre de membranes, et j'ai cherché à les espacer avec une certaine régularité, autant que la disposition des tuyaux me le permettait. Malheureusement, les premières membranes *a* et *b* qui étaient les plus rapprochées du départ n'ont jamais marqué par contact, de sorte que les vitesses dans la première partie du parcours, que j'aurais eu tant d'intérêt à connaître, manquent encore. Quoi qu'il en soit, je donne ici les résultats obtenus dans les cinq premières séries qui ont été faites plus spécialement à ce point de vue, et pour lesquelles j'ai mis dans la ligne télégraphique toutes les membranes que j'avais pu établir sur la conduite.

I.

Le tableau suivant contient les vitesses moyennes V'_0 dans l'air sec à 0°, avec laquelle une onde produite par un coup de pistolet vient frapper successivement les membranes *c*, C, B, puis la membrane A, après s'être réfléchie à l'extrémité B. J'y joins les vitesses moyennes avec lesquelles cette même onde partant de la bouche du pistolet arrive sur la même membrane A une seconde, une troisième... fois, après avoir subi un nombre croissant de réflexions aux deux extrémités.

	c. 749,1	C. 920,1	B. 1417,9	2A. 2835,8	4A. 5671,8	6A. 8507,7	8A. 11343,6	10A. 14179,5	12A. 17015,4	14A. 19851,3
1re série....	334,45	333,43	332,56	331,68	331,01	330,80	330,55	330,44	»	»
2e série....	333,77	333,06	332,29	331,82	331,21	331,03	330,78	330,63	»	»
3e série....	334,08	333,03	333,04	331,75	331,17	330,99	330,84	330,72	330,68	330,66
4e série....	334,26	333,37	332,43	331,71	331,11	330,81	330,64	330,56	330,43	330,39
5e série....	334,26	333,13	332,20	331,64	331,72	330,71	330,58	330,44	330,41	»
Moyennes =	334,16	333,20	332,50	331,72	331,24	330,87	330,68	330,56	330,50	330,52

Ces vitesses moyennes vont successivement en diminuant, rapidement dans le premier parcours du tuyau, c'est-à-dire de A en B, et beaucoup plus lentement à mesure que l'onde s'affaiblit par ses réflexions sur les plaques de tôle qui ferment les extrémités A et B, et dans son passage par les robinets-vannes. Il est clair que les trois premières déterminations sur les membranes *c*, C, B se rapportent seules à la progression de l'onde primitive qui ne subit d'affaiblissement que par l'action des parois de la conduite, car pour toutes les marques suivantes on doit tenir compte de l'affai-

blissement considérable qu'une onde subit par sa réflexion sur un fond fermé. J'ai donné précédemment (page 262) bien des preuves de la perte d'intensité que l'onde subit ainsi.

II.

Dans les six premières séries d'expériences, l'onde a été produite par un coup de pistolet, mais l'arme avait des charges de poudre qui ont varié depuis 0gr500 jusqu'à 2gr000. La charge de la poudre n'influe pas sensiblement sur la vitesse de propagation dans nos grandes conduites de 1m10, quand on ne compte la vitesse que sur de grands parcours, de sorte qu'on peut prendre les moyennes des six séries.

J'ai réuni dans les deux tableaux suivants les moyennes des vitesses V'_0 telles qu'elles sont données par les deux membranes A et B; le départ est compté à la sortie de l'onde du pistolet.

Membrane A.

	2L = 2335m9. 1 réflexion.	4L = 5671m8. 3 réflexions.	6L = 8507m7. 5 réflexions.	8L = 11343m6. 7 réflexions.	10L = 14179m5. 9 réflexions.	12L = 17015m4. 11 réflexions.	14L = 19851m3. 13 réflexions.
Charge = 0gr500.							
Série 1, page 298...	331m68	331m01	330m73	330m55	330m44	»	»
Charge = 1gr000.							
Série 2, page 310...	331,82	331,20	331,03	330,78	330,63	»	»
Série 5, page 337...	331,64	331,72	330,71	330,58	330,44	330m41	»
Série 6, page 348...	331,51	331,27	331,02	331,15	330,68	»	»
Charge = 1gr500.							
Série 3, page 318...	331,75	331,17	330,99	330,84	330,72	330,68	330m66
Charge = 2gr000.							
Série 4, page 326...	331,71	331,11	330,80	330,64	330,56	330,43	330,39
Moyennes =	331,69	331,25	330,88	330,76	330,58	330,50	330,52

Membrane B

	L = 1417^{m}9. 0 réflexion.	3L = 4253^{m}8. 2 réflexions.	5L = 7089^{m}7. 4 réflexions.	7L = 9925^{m}6. 6 réflexions.	9L = 12761^{m}5. 8 réflexions.	11L = 15597^{m}4. 10 réflexions.	13L = 18433^{m}3. 12 réflexions.
Charge = 0gr500.							
Série 1, page 299...	332^{m}56	331^{m}14	330^{m}79	330^{m}58	330^{m}38	»	»
Charge = 1gr000.							
Série 2, page 310 ..	332,29	331,33	331,08	330,85	330,66	»	»
Série 5, page 337...	332,20	331,10	330,82	330,58	330,67	330^{m}38	»
Série 6, page 348...	332,22	331,23	330,97	330,86	330,67	330,71	»
Charge = 1gr500.							
Série 3, page 318...	333,04	331,27	331,03	330,85	330,70	»	»
Charge = 2gr000.							
Série 4, page 326...	332,43	331,34	331,19	330,81	330,57	330,44	330^{m}49
Moyennes =	332,46	331,23	330,98	330,76	330,61	330,51	330,49

Si nous comparons les moyennes du tableau de la membrane A avec celles du tableau de la membrane B, nous voyons qu'il n'y a de différence qu'entre les vitesses V'_0 données par la première colonne de chaque tableau.

Ainsi la membrane B donne une vitesse V'_0= 332^{m}46 pour un chemin parcouru de 1417^{m}9 sans réflexion, tandis que la membrane A donne la vitesse V'_0 = 331^{m}69 pour le chemin parcouru 2835^{m}9 avec une réflexion sur le fond B.

La différence notable de vitesse s'explique facilement par ce que l'onde qui a fait sa première marque sur la membrane B avait une intensité moyenne beaucoup plus grande que l'onde qui a marqué la première fois sur la membrane A, car cette dernière avait parcouru une distance double, et après la moitié de son parcours, elle s'était beaucoup affaiblie par sa réflexion sur le fond B.

Pour les longs parcours à peu près égaux, marqués sur les deux membranes, les vitesses moyennes sont à très-peu près

les mêmes sur les deux tableaux ; elles tendent vers un même minimum qui est de 330^m50.

Je peux donc conclure des nombreuses expériences qui composent les six premières séries *que la vitesse moyenne de propagation, dans l'air sec à 0° contenu dans un tuyau du diamètre de* 1^m10 *et d'une longueur indéfinie, d'une onde produite par un coup de pistolet, depuis le départ du coup jusqu'à la distance où l'onde n'a plus la force de faire marquer mes membranes, est de* 330^m50 *par seconde.*

III.

Dans les séries suivantes je n'ai plus suivi l'onde depuis son départ du pistolet ; j'ai voulu me débarrasser des anomalies que l'explosion de la poudre dans l'arme doit produire, nécessairement, dans les premières parties de son parcours. Je n'ai suivi sa marche qu'à partir de son arrivée à une membrane éloignée, qui a été tantôt la membrane C, tantôt la membrane B; quelquefois même on a compté le départ à partir du premier retour sur la membrane A. Les tableaux suivants résument les vitesses moyennes U_0', que j'ai obtenues avec cette nouvelle manière de compter le départ.

PREMIER TABLEAU.

Le départ est compté à partir de l'arrivée de l'onde à la seconde extrémité B de la ligne; ainsi l'onde a déjà parcouru le chemin $L = 1417^m9$ depuis la bouche du pistolet.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.	12L.	14L.
Charge = 1gr000.							
Série 7, page 352...	$331^{m}00$	$330^{m}74$	$330^{m}70$	$330^{m}59$	$330^{m}44$	»	»
Série 15, page 376..	331,36	330,92	330,84	330,76	330,59	»	»
Charge = 2gr000.							
Série 8, page 356...	331,46	330,88	330,87	330,73	330,62	$330^{m}60$	$330^{m}56$
Moyennes =	331,27	330,84	330,80	330,69	330,55	330,60	330,56

Membrane B.

	L.	3L.	5L.	7L.	9L.	11L.	13L.
Charge = 1gr000.							
Série 7, page 352...	»	$330^{m}92$	$330^{m}78$	$330^{m}70$	$330^{m}52$	$330^{m}44$	»
Serie 15, page 377..	»	330,82	330,75	330,62	330,65	330,51	$330^{m}40$
Charge = 2gr000.							
Série 8, page 356...	»	331,14	330,86	330,77	330,71	330,52	330,43
Moyennes =	»	331,44	330,80	330,70	330,62	330,49	330,42

Ces tableaux conduisent rigoureusement aux mêmes conclusions que ceux qui les précèdent et qui donnent les vitesses moyennes V'_0 de l'onde depuis son départ du pistolet. En ne comptant pas dans le chemin total le premier parcours de la conduite où l'onde subit le décroissement le plus rapide dans son intensité, par suite dans sa vitesse, on doit trouver une valeur moindre pour les premières vitesses U'_0 correspondant aux premiers chemins 2L, 3L et 4L; c'est en effet ce qui a lieu. Mais, pour les parcours plus longs, ces différences s'évanouissent, et on arrive encore à la même vitesse limite.

$$U'_0 = 330^{m}50.$$

DEUXIÈME TABLEAU.

Le départ de l'onde est compté à partir du premier retour à la membrane A, c'est-à-dire après un chemin parcouru $2L = 2835^m9$ depuis le pistolet. La membrane B n'était pas dans la ligne télégraphique.

Membrane A.

	2L.	4L.	6L.	8L.	10L.
Charge = 1gr000.					
Série 10, page 362...	»	330^m84	330^m99	330^m53	330^m30
Série 17, page 382...	»	331,07	330,87	330,81	330,69
Moyennes =	»	330,95	330,93	330,67	330,50

Mêmes conclusions que pour le premier tableau ; la vitesse limite est $U'_0 = 330^m50$.

TROISIÈME TABLEAU.

Le départ de l'onde est compté à partir de la première arrivée à la membrane latérale C ; l'onde a déjà parcouru 920^m1 depuis le pistolet. Je n'inscrirai que les vitesses déduites des marques sur cette même membrane C.

Membrane latérale C.

	C 920^m1 0 réflexion.	2L − C 1915^m8 1 réflexion.	2L + C 3756^m0 2 réflexions.	4L − C 4751^m7 3 réflexions.	4L + C 6591^m9 4 réflexions.	6L − C 7587^m6 5 réflexions.	6L + C 9427^m8 6 réflexions.	8L − C 10423^m5 7 réflexions.	8L + C 12263^m7 8 réflexions.	10L − C 13259^m4 9 réflexions.
Charge = 0gr250.										
Série 13, page 369...	»	331^m26	330^m71	330^m85	330^m39	330^m68	330^m50	330^m44	»	»
Charge = 0gr500.										
Série 14, page 371...	»	331,25	331,02	331,09	330,87	330,72	330,80	330,86	330^m53	»
Série 15, page 373...	»	332,09	330,88	330,97	330,48	330,70	330,51	»	»	»
Charge = 1gr000.										
Série 12, page 367...	»	331,34	330,79	330,91	330,75	330,74	330,63	330,68	330,53	330^m49
Moyennes =	»	331,48	330,85	330,95	330,62	330,71	330,61	330,66	330,53	330,49

La quantité de poudre employée pour le tir n'a pas exercé une influence bien sensible sur la vitesse de propagation de l'onde. La première vitesse inscrite, celle qui correspond au chemin 2L — C, est la plus grande; elle correspond à l'onde plus intense qui n'a encore éprouvé qu'une seule réflexion. Nous trouvons encore ici la même vitesse limite $U_0' = 330^{m}50$.

Ainsi, en ne comptant plus le départ de l'onde à la bouche du pistolet, mais à partir du moment où elle rencontre

1° la membrane latérale C située à 920^{m}1;

2° la membrane extrême B après qu'elle a déjà parcouru 1417^{m}9;

3° ou même quand elle revient à la membrane A après avoir parcouru le double de la conduite = 2835^{m}9;

on trouve encore la même vitesse limite de 330^{m}50 que nous avons obtenue dans les six premières séries, où l'on suivait l'onde depuis son départ du pistolet.

IV.

Cherchons maintenant les mêmes résultats dans les expériences que nous avons faites sur la conduite Saint-Michel prolongée jusqu'au carrefour de l'Observatoire.

PREMIER TABLEAU.

Le départ de l'onde est compté à partir de son arrivée à la seconde extrémité B de la ligne, c'est-à-dire après un parcours L = 1589^{m}50.

Membrane A.

Charge = 1gr000.	2L = 3179m0. 1 réflexion.	4L = 6358m0. 3 réflexions.	6L = 9537m0. 5 réflexions.	8L = 12716m0. 7 réflexions.	10L = 15895m0. 9 réflexions.
1re série, page 408..	330m80	300m65	330m54	330m43	»
2e série, page 410..	330,97	330,73	330,53	330,29	»
3e série, page 413..	330,71	330,51	330,90	»	»
5e série, page 417..	331,46	330,98	330,52	330,44	330m23
6e série, page 419..	331,37	331,09	330,82	330,75	»
Moyennes =	331,06	330,79	330,66	330,48	330,23

Membrane B.

Charge = 1gr000.	L = 1589m5. 0 réflexion.	3L = 4768m5. 2 réflexions.	5L = 7947m5. 4 réflexions.	7L = 11126m5. 6 réflexions.	9L = 14305m4. 8 réflexions.	11L = 17484m5. 10 réflexions.
1re série, page 408..	»	330m74	330m67	330m56	330m45	330m35
2e série, page 410..	»	330,80	330,64	330,58	330,42	»
3e série, page 413..	»	330,81	330,61	330,50	330,36	»
5e série, page 417..	»	331,14	330,67	330,48	»	»
6e série, page 419..	»	331,13	330,84	330,72	»	»
Moyennes =	»	330,92	330,69	330,57	330,41	330,35

Membrane C.

Charge = 1gr000.	C = 920m1. 0 réflexion.	2L − C = 2258m9. 1 réflexion.	2L + C = 4099m1. 2 réflexions.	4L − C = 5437m9. 3 réflexions.	4L + C = 7278m1. 4 réflexions.	6L − C = 8616m9. 5 réflexions.
1re série, page 408..	»	»	»	»	»	»
2e série, page 411..	»	332m23	330m53	330m27	330m31	330m12
3e série, page 413..	»	332,25	330,46	330,17	»	»
5e série, page 417..	»	»	»	»	»	»
6e série, page 419..	»	330,85	331,15	330,81	330,99	330,86
Moyennes =	»	331,78	330,71	330,42	330,65	330,49

L'onde s'affaiblissait davantage en parcourant la conduite prolongée, d'autant plus qu'il y avait maintenant un troisième robinet-vanne qui lui faisait subir une perte sensible ;

aussi remarque-t-on une petite diminution de la vitesse par rapport aux tableaux de la page 446. La vitesse moyenne limite, celle qui se rapporte à l'onde quand elle fait sa dernière marque, paraît aussi un peu plus faible, savoir $330^{m}35$ au lieu de $330^{m}50$. Mais il est bien difficile de décider sur de si petites différences.

D'ailleurs les expériences sur la conduite prolongée ont été souvent troublées, comme nous l'avons dit plus haut, par des courants d'air déterminés par une galerie latérale récemment ouverte. Non-seulement ces courants gênaient souvent le jeu des membranes, mais ils rendaient très-difficile l'évaluation de la température moyenne de la conduite.

SECOND TABLEAU.

Le départ de l'onde est compté à partir de son premier retour sur la membrane A, c'est-à-dire après un parcours de $2L = 3179^{m}0$.

Membrane A.

	$2L = 3179^{m}0$.	$4L = 6358^{m}0$.	$6L = 9537^{m}0$.	$8L = 12716^{m}0$.	$10L = 15895^{m}0$.
Charge = 1gr000					
4e série, page 415...	»	$330^{m}86$	$330^{m}64$	$330^{m}44$	»
7e série, page 421...	»	331,00	330,79	330,56	$330^{m}71$
Moyennes =	»	330,93	330,71	330,50	330,71

Membrane B.

	$L = 1589^{m}5$.	$3L = 4768^{m}5$.	$5L = 7947^{m}5$.	$7L = 11126^{m}5$.
Charge = 1gr000				
4e série, page 415....	»	$330^{m}23$	$330^{m}36$	$330^{m}13$
7e série, page 422....	»	329,78	330,29	»
Moyennes =	»	330,00	330,32	330,13

Ce second tableau présente aussi des valeurs plus faibles que celui de la page 446, lequel se rapporte à des ondes comptées à partir du même départ. Mais on reconnaît déjà, par le petit nombre des marques sur une même membrane, que l'onde est plus affaiblie dans la conduite totale que dans la conduite raccourcie.

V.

Je n'ai pas fait sur les petites membranes latérales *a*, *b* et *c* l'examen général que je viens de donner pour les grandes membranes A, B et C ; mais il est facile de se convaincre par l'examen des tableaux partiels de chaque série qu'on arriverait aux mêmes résultats.

On remarque cependant quelquefois dans ces tableaux partiels de petites anomalies dont je dois indiquer la cause. Les membranes latérales donnent beaucoup plus de marques que les membranes extrêmes parce qu'elles reçoivent les ondes qui se sont réfléchies aux deux extrémités, et de plus toutes les réflexions partielles sur les robinets-vannes qui donnent naissance à d'autres ondes se réfléchissant encore aux deux extrémités. Il résulte de là que plusieurs marques très-rapprochées, enchevêtrant souvent les unes dans les autres, occupent un espace très-restreint sur la bande ; il devient alors difficile de décider quelle est celle de ces marques qui appartient à l'onde spéciale que l'on considère.

VI.

Je résumerai de même ici les expériences faites dans la

conduite de l'égout de Sébastopol. Cette conduite a le même diamètre $1^{m}10$ que celle de l'égout Saint-Michel, mais sa longueur est moins grande, car elle n'est que de $961^{m}8$. Pour les deux premières séries d'expériences on emploie le pistolet chargé de $2^{gr}0$ de poudre et l'on compte la marche de l'onde depuis la bouche du pistolet. Voici les vitesses V_0' dans l'air sec et à 0°, que l'on a trouvées pour les ondes principales marquant sur la membrane placée à la seconde extrémité.

	$L = 961^{m}8.$	$3L = 2885^{m}3.$	$5L = 4808^{m}8.$	$7L = 6732^{m}32.$	$9L = 8655^{m}8.$
1re série. . . .	$333^{m}90$	$331^{m}81$	$331^{m}10$	$330^{m}70$	»
2e série. . . .	333,70	331,73	331,25	330,84	330,45
Moyennes =	333,80	331,77	331,17	330,77	330,45

Si nous comparons ces vitesses avec celles que nous avons trouvées dans la conduite de Saint-Michel sur la membrane B, nous voyons que les deux premières, qui correspondent à L et à 3L, sont notablement plus grandes; mais cela ne doit pas surprendre parce que, pour la conduite Saint-Michel, les chemins L et 3L sont beaucoup plus grands, et qu'il y a des robinets-vannes qui réfléchissent une partie de l'onde principale; or par ces deux causes l'onde a perdu davantage de son intensité. La vitesse limite $V_0' = 330^{m}45$ est encore la même.

La cinquième série de la conduite Sébastopol se rapporte à l'onde produite par un coup de pistolet chargé de $2^{gr}0$ de poudre, mais on n'a compté le départ qu'à partir de l'arrivée de l'onde sur une membrane latérale placée à $26^{m}8$ de l'origine A de la conduite.

5e série. . . .	$332^{m}97$	$332^{m}18$	$330^{m}98$	$330^{m}49$

La première vitesse est notablement moindre que celle que nous avons trouvée dans les séries 1 et 2; on reconnaît ici

l'influence de la projection du coup immédiatement au sortir du pistolet. Mais la vitesse limite est toujours la même.

VII.

J'ai décrit (page 75 et suivantes) les expériences que j'ai faites dans la conduite Saint-Michel pour déterminer l'erreur que l'on peut faire dans l'appréciation de la vitesse du son par le fait de l'inertie de la membrane, laquelle met nécessairement un temps appréciable pour toucher le butoir. Nous allons apprécier cette erreur pour la vitesse limite qui correspond généralement, dans la conduite Saint-Michel, à un chemin parcouru de 15000 à 19000 mètres. Or la dernière marque produite par le cinquième retour dans le tableau de la page 81 donne un retard de $0^{v}60$ sur un nombre total de 2364 vibrations; cela fait $0^{m}083$ pour $330^{m}0$. L'erreur est donc extrêmement petite; pour la corriger nous admettrons que la vitesse limite dans nos expériences est

$$330^{m}60.$$

VIII.

J'ai calculé dans un grand nombre de tableaux partiels des diverses séries, les valeurs W'_0 des vitesses successives dont l'onde est animée, pour un même espace parcouru, depuis le pistolet jusqu'à ce qu'elle se soit assez affaiblie pour ne plus marquer sur mes membranes. Ces vitesses vont continuellement en diminuant, mais elles tendent évidemment vers une limite qu'il y aurait grand intérêt à connaître exactement. Elle doit être sensiblement moindre que la vitesse limite

$V_0' = 330^m60$, qui est la moyenne de toutes les vitesses présentées par l'onde depuis son départ jusqu'à son extinction.

Les expériences de la conduite Saint-Michel se prêtent plus spécialement à cette recherche parce que c'est sur cette conduite et à l'aide des mêmes membranes que j'ai cherché à déterminer les retards, successivement croissants, que chaque membrane subit par suite de son inertie. Le tableau suivant renferme les dernières valeurs de W'_0 que j'ai trouvées sur les membranes A et B ; ce sont les dernières vitesses moyennes dans un parcours de 2836 mètres, quand l'onde a déjà parcouru depuis le pistolet un chemin de 14000 mètres environ.

	Membrane A.	Membrane B.
1re série, page 308........	329^m93	329^m62
2e série, page 316........	330,04	330,02
3e série, page 322 et 323..	330,54	330,18
4e série, page 332 et 333..	330,16	330,09
5e série, page 345........	330,22	329,82
6e série, page 350........	330,19	330,70
7e série, page 353........	330,00	330,04
8e série, page 358........	330,44	330,04
Moyennes =	330,19	330,09

Les nombres dans chaque colonne présentent de plus grandes différences que pour les valeurs limites de V'_0 ; cela est tout naturel parce que les valeurs de W'_0 sont déduites des deux dernières marques consécutives d'une même membrane, lesquelles ne comprennent que 429 vibrations doubles du diapason et qui sont faites par une onde extrêmement faible. C'est dans ces conditions que l'inertie de la membrane produit le plus d'influence, et peut occasionner les plus grandes différences dans la vitesse.

Nous trouvons sur le tableau de la page 81 que pour la quatrième marque l'inertie de la membrane produit un retard de $0^{v}4$, et pour lacinquième marque un retard de $0^{v}6$. D'après cela la vitesse du son, entre ces deux marques consécutives, serait retardée d'une fraction $\frac{0,2}{439} = 0,00046$. Si nous faisons cette correction à la valeur moyenne $W'_{\circ} = 330^{m}14$ que nous déduisons du tableau précédent, nous avons pour valeur définitive

$$W'_{0} = 330^{m}30.$$

C'est la vitesse limite que mes expériences donnent pour les ondes les plus faibles qui marquent sur mes membranes.

On trouve quelquefois des vitesses limites, plus faibles encore, dans les expériences de la conduite de Sébastopol, mais j'ai moins de confiance dans leur exactitude parce qu'on ne s'était pas assez préoccupé de donner aux membranes la sensibilité nécessaire pour marquer exactement l'arrivée des ondes les plus faibles. Les expériences du syphon de Villemonble donnent au contraire des valeurs plus grandes, mais cela tient à ce que les vitesses W'_{0} se rapportent ici à des chemins parcourus bien plus considérables, pendant lesquels l'onde change beaucoup d'intensité et par suite de vitesse. Pour obtenir la vitesse limite, il aurait fallu la mesurer entre des membranes beaucoup plus rapprochées.

IX.

Nous avons vu que l'onde diminue vite d'intensité, et par suite de vitesse, quand elle se propage dans des tuyaux de

très-petit diamètre. On peut donc s'attendre à trouver des vitesses limites W'_0 d'autant plus faibles que le tuyau aura une plus petite section. C'est ce qui arrive en effet; ainsi on trouve :

Pour la conduite du diamètre de 1^m10 la vitesse minima $W'_0 = 330^m3$, chemin total parcouru $= 19850^m$;

Pour la conduite de 0^m30 de la route Militaire, en prenant les moyennes des séries 1, 2, 3, 6, 7 et 8, vitesse minima $W'_0 = 329^m25$, chemin total parcouru $= 3810^m$;

Pour la conduite du diamètre de 0^m216 on trouve $W'_0 = 326^m0$ environ, après un chemin total parcouru $= 4000^m$; seulement l'onde n'était pas produite par un coup de pistolet, mais à l'aide du piston-frappeur.

Enfin pour la petite conduite de 0^m108 de la route Militaire d'Ivry, on trouve, comme moyenne des séries 2 et 3 (pages 107 et 108), une vitesse minima moyenne $W'_0 = 324^m25$, chemin total parcouru $= 4000^m$ environ.

Je supprime les deux marques qui ont donné l'une 313^m5 (page 107), l'autre 305^m8 (page 108), parce qu'elles ne se trouvent que sur une seule bande et qu'elles peuvent provenir de marques fausses, lesquelles sont surtout à craindre quand on donne une grande sensibilité aux membranes afin de marquer les ondes très-faibles.

Je rappellerai ici que sur ces conduites, de diamètres si différents, on a employé les mêmes membranes, et qu'on leur a donné la même sensibilité. Ainsi il n'est pas possible d'attribuer à l'inertie variable des membranes les différences que l'on trouve pour les vitesses limites dans les tuyaux de diamètres différents. Elles sont dues à la résistance que les parois de la conduite opposent à la propagation des ondes;

cette résistance est d'autant plus grande que les tuyaux ont une plus petite section. Au reste, on peut conclure cette vérité d'un autre fait fourni par mes expériences : c'est qu'une onde, de même intensité à l'origine, se propage d'autant plus loin que les conduites ont un plus grand diamètre, en conservant l'intensité suffisante pour faire marquer mes membranes. Évidemment les parois solides diminuent l'élasticité de l'air, et lui donnent ainsi une espèce de viscosité qui retarde la vitesse de propagation des ondes. Il est probable que la nature des parois intervient dans le phénomène.

Il est difficile de décider si cette influence est devenue insensible dans nos tuyaux de 1^m10 ; mais on peut assurer qu'elle doit y être très-petite, car, en passant du tuyau du diamètre 0^m30 au tuyau du diamètre de 1^m10, la vitesse limite W'_0 n'a changé que de 329^m25 à 330^m3. Ainsi, quand la section de la conduite est devenue treize fois plus grande, la vitesse limite W'_0 n'a augmenté que de 1 mètre. L'augmentation de vitesse doit donc être très-faible, peut-être insensible, quand on augmente le diamètre du tuyau au-delà de 1 mètre.

X.

Pour la série 21 (page 386), nous avons produit les ondes par l'explosion d'un mélange d'hydrogène et d'oxygène, et nous les avons suivies par les marques successives qu'elles ont données sur la membrane latérale C, en ne comptant leur départ qu'après leur première arrivée sur cette membrane. Nous avons reconnu (page 388) que ces vitesses étaient exac-

tement les mêmes que celles que nous avons trouvées pour les ondes produites par le coup de pistolet.

La vitesse limite U'_0 de ces ondes, dans l'air sec et à 0°, est aussi la même, car nous avons trouvé

$$U_0 = 331^m 44,$$

d'où l'on déduit

$$U'_0 = 330^m 61.$$

XI.

Les séries 22, 23, 24 et 25 se rapportent à des ondes que l'on produisait en foulant, à l'aide d'un piston, de l'air dans un corps de pompe jusqu'à ce que son élasticité fût assez grande pour faire éclater une feuille de papier tendue sur le fond ouvert de cette pompe. Les vitesses successives de propagation de ces ondes se sont montrées constamment un peu plus faibles que celles des ondes produites par l'explosion des mélanges détonants. Leurs vitesses limites sont aussi un peu plus faibles, car nous avons trouvé pour les valeurs limites de U'_0

Sur la membrane B....	330^m18
Sur la membrane A....	329,79

Mais on peut toujours craindre que ces ondes ayant une forme très-différente de celle des ondes produites par le pistolet à poudre, on ne puisse pas leur appliquer, pour tenir compte de l'inertie de la membrane, la correction donnée par le tableau de la page 81.

VITESSE DE PROPAGATION DU SON DANS L'AIR LIBRE.

Je ne ferai pas l'historique des nombreux travaux qui ont été exécutés jusqu'à ce jour pour déterminer la vitesse de propagation du son dans l'air libre; il a été fait par plusieurs physiciens distingués qui ont discuté les diverses méthodes employées et ont signalé les incertitudes que la plupart comportent. Je me contenterai de citer les principaux ouvrages qui doivent être consultés par ceux qui veulent approfondir ce sujet.

Je ne mentionnerai pas les premières tentatives faites par Mersenne, Gassendi, l'Académie del Cimento, Robert Boyle, Bianconi, Flamsteed, Halley, etc., etc., à une époque où l'on n'appréciait pas encore exactement les difficultés de la question. Je ne citerai que les expériences qui présentent un caractère de précision :

Commission de l'Académie des sciences de Paris. — *Mémoires de l'Académie des sciences de* 1738.

Lacaille et Cassini. — *Mémoires de l'Académie des sciences de* 1739.

La Condamine à Quito en 1740. — *Journal du voyage fait à l'Équateur*, tome I[er].

La Condamine à Cayenne en 1744. — *Mémoires de l'Académie des sciences de* 1745.

Kœstner. — *Gœttingische Anzeigen von gelehrten Sachen de* 1778.

Müller. — *Gœttingische Anzeigen von gelehrten Sachen de* 1791.

Espinoza et Banza à Saint-Jago du Chili, en 1794. — *Annales de chimie et de physique*, 2ᵉ série, tome VII, page 93.

Benzenberg, 1809. — *Annales de Gilbert*, tome XXXV.

Benzenberg, 1811. — *Annales de Gilbert*, tome XLII.

Goldingham, 1820, à Madras. — *Annales de Poggendorff*, tome V.

Bureau des Longitudes, 1822. — *Connaissance des temps pour* 1825.

Moll et Van Beek, 1823. — *Annales de Poggendorff*, tome V.

Grégory, 1824. — *Philosophical Magazine*, tome LXIII.

Kendall, 1825. — *Narration du second voyage de John Franklin dans les Mers Polaires.*

Parry, 1822. — *Narration du voyage du capitaine Parry dans les Mers Polaires.*

Bravais et Martens, 1844. — *Annales de chimie et de physique*, 3ᵉ série, tome XIII.

Pour déterminer la vitesse de propagation du son dans l'air libre, j'ai eu recours au procédé qui a été usité jusqu'ici. Il consiste à produire le son par un coup de canon et à mesurer l'intervalle de temps qui s'écoule entre le moment de l'explosion de la poudre dans la pièce et le moment de l'arrivée du son à une station suffisamment éloignée. Mais il m'a paru nécessaire de faire disparaître l'appréciation humaine pour fixer, rigoureusement, l'instant du départ du coup et celui de l'arrivée de l'onde à la seconde station.

Afin de rendre ces nouvelles expériences parfaitement comparables avec celles que j'ai faites dans les conduites cylindriques, je me suis imposé la condition d'employer les mêmes appareils marqueurs et enregistreurs, et de conduire les expériences autant que possible de la même manière. Je dois donc me borner à indiquer brièvement comment ces appareils sont installés.

La figure 6, planche I, représente le plan du polygone de

Satory près Versailles, où toutes mes expériences ont été faites.

Mon cabinet d'expériences se compose d'une chambre au premier étage du bâtiment O, qu'on appelle *la Ferme;* c'est celle qui fait l'angle de la porte d'entrée, le plus rapproché de la route de Chevreuse. Cette chambre a des fenêtres sur deux faces qui se coupent à angle droit; cela permet de surveiller ce qui se passe sur le polygone, soit dans la direction de la route de Chevreuse, soit suivant la ligne de tir AE. J'ai installé dans cette chambre, sur un bâtis solide, tous les appareils qui m'ont servi pour mes expériences dans les conduites cylindriques, et que j'ai décrits avec détail (page 23 et suivantes). Seulement, à la place de la petite horloge, planche II, fig. 3, j'en emploie une grande, dont le balancier bat la seconde entière, et que l'on installe le long d'un mur de la chambre. J'ai employé cette même horloge dans les égouts Sébastopol et Saint-Michel, et en général toutes les fois que je pouvais disposer d'une paroi verticale, suffisamment haute et inébranlable. Le seul avantage qu'elle présente par rapport à l'horloge du petit modèle, c'est qu'elle marche plusieurs jours sans qu'on ait besoin de la remonter; cela permet de régler plus facilement sa marche.

Les piles qui sont nécessaires pour le fonctionnement des appareils, sont installées dans une pièce du rez-de-chaussée, où l'on se trouve dans des conditions très-faciles pour les surveiller et les maintenir en bon état de service.

Devant le cabinet d'expériences on a élevé un poteau C, auquel viennent aboutir, séparément, tous les fils qui forment la ligne télégraphique, savoir :

1° Le fil CAD qui suit la route de Chevreuse, et se ter-

mine à un poteau D placé auprès de la maison du garde de Chevreuse;

2° Le fil C*efgh*E qui suit la route du bois Robert et se termine à un poteau E, planté auprès de la maison du garde de Saint-Cyr. On a soudé sur ce fil, en *g*, un autre fil qui s'en éloigne perpendiculairement et se termine à un poteau B placé sur le glacis de l'ouvrage fortifié;

3° Enfin le fil C*abd*F qui contourne le champ de manœuvre de la cavalerie et se termine à un poteau F.

Ces trois fils, qui sont arrêtés séparément par le même poteau C, ont leurs extrémités dans le cabinet d'expériences, où on les adapte à un commutateur multiple, placé sous la main de l'expérimentateur qui dirige les expériences et qui suit la marche des appareils enregistreurs.

Ce commutateur est représenté fig. 14, planche II; il se compose d'une forte planche ABCD dans laquelle on a encastré trois lames en laiton *a*, *c* et *e*, et deux lames de verre *b*, *d* qui isolent les lames métalliques. L'extrémité du fil télégraphique CAD (planche I, fig. 6) se continue suivant *fij* de la figure 14, planche II, et il se termine en *j* par une soudure sur la plaque métallique *a*. Le fil télégraphique C*efgh*E (planche I, fig. 6), suit la ligne *klq* (planche II, fig. 14), et il est soudé en *q* sur la plaque métallique *c*. Enfin le fil télégraphique C*abd*F de la fig. 6, planche I, suit la ligne *suv* (planche II, fig. 14), et il est soudé en *v* sur la plaque métallique *e*.

Une alidade métallique *rop* tourne autour du centre *o* et l'on peut faire presser à volonté la vis métallique *mn* sur chacune des plaques métalliques *a*, *c*, *e*. Un fil métallique *rt*, soudé à l'extrémité *r* de l'alidade, est mis en communication avec le fil *tt'* de l'une des bobines C de l'appareil enregis-

treur (planche II, fig. 1 et 2). Le second fil des bobines C communique, comme à l'ordinaire (page 27), avec l'un des pôles d'une pile Marié de 14 éléments, dont le second pôle communique avec la terre. A l'aide de ces dispositions, en faisant marcher convenablement l'alidade, l'expérimentateur peut faire passer à volonté le courant de la pile dans l'un quelconque des trois tronçons CAD, C*efgh*E, C*abd*F (planche I, fig. 6) de la ligne télégraphique.

Le second pôle de la pile communique avec la terre; mais comme il est important que cette communication soit aussi parfaite que possible, j'ai soudé le fil de ce pôle sur une large plaque de zinc, qui plonge constamment dans l'eau d'un grand bassin situé non loin du bâtiment O.

L'inscription du départ de l'onde fournie par le coup de canon se fait comme celle du coup de pistolet pour mes expériences dans les tuyaux, c'est-à-dire par la rupture d'un fil métallique tendu devant la bouche du canon.

Deux forts madriers en bois AB, CD (planche I, fig. 12) sont scellés solidement dans le sol; leur écartement est maintenu constant par la traverse BD. C'est entre ces deux traverses que l'on amène, chaque fois, la bouche du canon chargé, de façon qu'elle dépasse les madriers de quelques centimètres. Deux pièces en métal *ac*, *bd* sont fixées invariablement, et en regard l'une de l'autre, sur les madriers; c'est entre ces pièces, et sur la bouche du canon qui les dépasse de quelques centimètres, que l'on tend le fil métallique *ab* qui doit être rompu par la bourre. Le fil de la ligne télégraphique est soudé sur la pièce *bd*, tandis que la pièce *ac* communique avec la terre. Pour être certain que cette communication est suffisamment parfaite, j'ai fait creuser dans le sol

un puits de 1 mètre de profondeur, qui traversait des couches de terre constamment humides, et j'ai descendu dans ce puits un cylindre M en zinc, de 20 centimètres de diamètre et de 70 centimètres de haut. Ce cylindre se termine par un large appendice, sur lequel on a soudé un gros fil de fer T*c*, dont l'autre extrémité est soudée sur la pièce métallique *ac*. On remplissait le puits d'eau, et l'on avait soin de ne pas laisser descendre le niveau de l'eau au-dessous de la moitié du puits.

Pour marquer l'arrivée de l'onde à la seconde station, j'ai cherché d'abord à employer mes membranes en caoutchouc, opérant par mise en contact et telles que je les avais disposées pour mes études sur la propagation du son dans les tuyaux ; mais j'ai trouvé des difficultés auxquelles je ne m'attendais pas (page 41). Ainsi, lorsque ma membrane était établie comme celle de la figure 22, planche II, et qu'elle devait marquer l'établissement du courant dans la ligne télégraphique au moment où l'onde pousse le petit disque métallique *m* sur le butoir *f*, le marqueur *b* de l'appareil enregistreur fig. 1, planche II, restait toujours immobile, et cela quelle que fût la distance de la membrane au canon. On voyait cependant un choc violent du petit disque sur le butoir. Il y a plus, lorsque la membrane était à une petite distance de la pièce, à 100 mètres par exemple, le choc du disque sur la pointe émoussée du butoir était tellement violent que le disque se creusait à l'endroit du choc, et cependant le marqueur *b* n'éprouvait pas le moindre ébranlement.

J'ai remplacé les disques de platine par des disques en plomb, en étain, c'est-à-dire en métaux très-mous, afin que le contact du disque avec le butoir fût plus intime, plus per-

sistant. Le marqueur n'a pas marché davantage, et cependant quand la membrane était très-rapprochée du canon, le choc était si violent que la pointe du butoir traversait le disque d'étain de part en part.

Cette anomalie provient certainement de la cause que j'ai signalée (page 42), et qui s'est manifestée souvent dans mes tuyaux (pages 282, 303.....), surtout lorsque ceux-ci ont un grand diamètre, et que les membranes ne sont pas suffisamment éloignées du départ. La durée de contact du disque et du butoir est alors trop courte pour que le courant d'induction puisse se développer nettement dans les bobines D de l'appareil enregistreur (fig. 1 et 2, planche II), et acquérir l'intensité suffisante pour faire marcher le marqueur. On reconnaît en effet à la vue, surtout si le petit disque de la membrane est surmonté d'une pointe recourbée, qu'à l'arrivée du son la membrane n'éprouve pas uniquement un mouvement de transport en avant, mais une série de trépidations extrêmement rapides, qui ne permettent qu'un contact très-court du disque métallique avec son butoir.

Pour expliquer ces faits, il faut admettre que l'explosion de la poudre dans la bouche à feu ne fait pas sortir une onde condensante unique, qui se propage ensuite régulièrement dans l'espace, mais bien une suite d'ondes, alternativement condensantes et dilatantes, qui se succèdent avec une très-grande rapidité et tirent la membrane successivement en avant et en arrière. Cet effet ne se produit dans nos tuyaux de conduite *de petit diamètre*, avec les ondes données par le coup de pistolet, que sur les membranes très-rapprochées du départ. Lorsque la membrane est plus éloignée, toutes ces petites ondes élémentaires se sont fusionnées avant

d'arriver à la membrane, probablement par suite de la viscosité de l'air, de la résistance des parois et des interférences qui peuvent en résulter, et ont formé une onde unique qui communique alors au disque un mouvement de transport, produisant un contact du disque métallique avec le butoir suffisamment prolongé pour faire marcher franchement le marqueur. Lorsque la conduite a un grand diamètre, de 1^m10 par exemple, nous avons vu (pages 303, 322.....) que la première membrane ne marque pas par contact, même quand elle est à plus de 300 mètres du départ.

Si nos membranes élastiques ne peuvent pas servir pour marquer, par une mise en contact, l'arrivée des ondes qui proviennent d'un coup de canon, elles l'annoncent au contraire très-bien par rupture de contact. On emploie alors l'un des systèmes que j'ai décrits (page 39 et suivantes). L'inconvénient principal de ces systèmes provient de leur extrême sensibilité, laquelle devient très-gênante quand les membranes sont exposées à l'air libre, c'est-à-dire, non-seulement au vent, mais à tous les courants irréguliers qui sillonnent constamment notre atmosphère.

Je vais décrire la disposition à laquelle je me suis arrêté, après bien des tâtonnements, pour établir convenablement mes membranes et les préserver, autant que possible, des influences atmosphériques qui ne sont pas produites par le coup de canon. La figure 15, planche II, montre une section verticale de l'appareil.

AEFD représente un grand cône en zinc, faisant office de cornet acoustique, et dont l'axe est dirigé exactement vers la bouche du canon dont il doit recueillir les ondes. Ce cône se termine par un appendice cylindrique BCEF, sur

lequel on tend la membrane mince en caoutchouc BC. Il est solidement assujetti à l'intérieur d'une grande caisse rectangulaire en bois de chêne MNN'M', dont la face antérieure MM' reste toujours ouverte et dirigée vers le canon. L'ouverture de la caisse se trouve à 75 centimètres environ en avant de la grande ouverture AD du cône, afin de préserver celle-ci de l'action directe des vents obliques qui troubleraient le jeu de la membrane. Sur le fond opposé NN' de la grande caisse on a fixé, extérieurement, une petite caisse rectangulaire *abcd,* destinée à garantir la membrane du vent qui viendrait en arrière. Les deux faces latérales de la petite caisse sont munies de vitres qui permettent de voir la marche du petit pendule *p*. La face postérieure *bc* est fermée par deux ventaux glissant dans des coulisses, de telle sorte que l'on puisse facilement ouvrir, et seulement partiellement, pour ajuster le pendule *p* et le remettre à sa véritable place s'il en était dérangé.

Le pendule qui est monté sur l'appareil de la figure 15, planche II, est celui que j'ai décrit (page 40), et dont les figures 16, 17 et 18 montrent tous les détails. C'est ce pendule que j'ai en effet employé le plus souvent. Mais j'en ai essayé successivement plusieurs autres, ainsi que j'aurai soin de l'indiquer en son temps.

Le fond horizontal M'N' de la grande caisse porte un prolongement N'N", sur lequel on a fixé un commutateur *on*. L'alidade métallique *on*, mobile autour du centre *o*, communique par le fil *o*N avec la ligne télégraphique. Le petit disque métallique *m* de la membrane communique avec la terre par le fil *m*T. Dans toutes les expériences où l'on emploie les coups de canon réciproques, et c'est le cas le plus ordinaire, la membrane est

peu éloignée du canon qui tire pour la seconde station, et l'on établit une bonne communication avec la terre en conduisant le fil *mT* jusqu'au cylindre de zinc M (fig. 12, planche I), sur lequel on le fixe avec de la soudure à l'étain.

Un fil métallique *t'gi* fait communiquer le petit pendule avec l'une des deux plaques métalliques, *celle de droite*, du commutateur, tandis que la plaque de gauche communique par un fil métallique *td* avec la pièce métallique *bd*, qui fait partie du système représenté (planche I, fig. 12), établi devant la pièce de canon.

L'observateur qui surveille la membrane commande aussi le feu du canon qui est près de lui. Les artilleurs qui servent cette pièce la chargent, l'amènent à sa place entre les deux montants AB, CD (fig. 12, planche I), et tendent le fil métallique *ab* devant la bouche du canon. Quand ce travail est fait, l'observateur pousse l'alidade du commutateur (fig. 15, planche II), de façon que la vis métallique *n* s'appuie sur la lame métallique de gauche du commutateur. Par cette manœuvre, il fait passer le courant de la ligne télégraphique dans la terre à travers le fil métallique *ab* du canon. Dans mon cabinet d'expériences je reconnais immédiatement ce fait par le marqueur *b* de l'appareil enregistreur (fig. 1 et 2, planche II), qui fonctionne pour moi comme un indicateur télégraphique ; je sais alors que la pièce A est prête à tirer.

La membrane A reçoit une violente secousse par le tir du canon A; si le petit pendule était en place, il serait projeté avec violence et pourrait être mis hors de service. Ce petit pendule n'est pas en place au moment du tir, il est maintenu à distance de la membrane à l'aide d'une petite tige que l'on manœuvre du dehors de la boîte *abcd*. L'observateur A com-

mande le feu; aussitôt après le départ du coup, il pousse la vis *n* sur la plaque métallique de droite; il tire à lui la tige qui tient le petit pendule *p* éloigné de la membrane : le pendule vient ainsi poser doucement sur la plaque métallique *m* de la membrane, et établir de nouveau une communication du tronçon CAD du fil télégraphique avec la terre. Lorsque ce tronçon est mis en communication avec la pile Marié par l'intermédiaire de l'appareil enregistreur, ce que l'expérimentateur du cabinet d'expériences réalise, au moment convenable, à l'aide de son commutateur (fig. 14, planche II) dont il tient toujours la vis *mn* à la main, la membrane A est prête à recevoir l'onde du coup de canon qui est tiré à l'autre station B ou E, et à marquer sur la bande de papier noirci le moment précis de son arrivée.

Aussitôt après l'arrivée du coup, l'observateur A pousse la vis *n* de son alidade (fig. 15, planche II) sur la plaque de verre qui sépare les deux plaques métalliques de son commutateur, et il retire ainsi sa membrane de la ligne télégraphique.

Chaque membrane employée dans mes expériences est donc surveillée par un observateur, qui fait les manœuvres successives que je viens d'indiquer.

Il me reste à donner quelques détails importants sur les proportions des diverses parties de l'appareil à membrane.

L'angle du cône AEFD, la longueur de son axe et celle de l'appendice cylindrique CBEF ont été calculés pour que les ondes, qui se réfléchissent à l'intérieur du cône, viennent converger sensiblement vers le centre de la membrane.

J'ai employé deux genres d'appareils, complétement semblables dans leurs proportions ; mais les grandeurs de l'un

sont doubles de celles de l'autre. Pour abréger j'appellerai le premier *cône à membrane grand modèle,* le second *cône à membrane petit modèle.*

L'ouverture AD du grand cône a un diamètre de $0^{m}80$; le diamètre de sa membrane est de $0^{m}40$.

L'ouverture AD du petit cône a un diamètre de $0^{m}40$; le diamètre de sa membrane est de $0^{m}20$.

Les grands cônes à membrane sont montés sur des avant-trains de canon ; les caisses sont fortement maintenues par des ferrements pour éviter, autant que possible, les vibrations qu'elles pourraient prendre sous l'influence du vent. Les petits cônes à membrane sont montés sur des pilastres en briques ; leur caisse est maintenue par des ferrements scellés dans la maçonnerie.

Après la description détaillée que je viens de donner des appareils, je puis exposer rapidement ma manière d'opérer sur le polygone de Satory.

Je supposerai que les deux canons sont en A et en E (figure 6, planche I), comme cela avait lieu en effet dans la plupart des expériences, et que l'on n'a mis en service que les trois membranes A, E et F. Les deux premières sont placées auprès des canons A et E, la membrane F est disposée à l'extrémité du champ de manœuvre de la cavalerie.

Lorsque les deux canons sont chargés, mis en place, avec le fil métallique tendu devant la bouche, on en est prévenu par un drapeau qu'on lève au-dessus de chacun des canons; l'observateur de chaque membrane s'assure que son petit pendule est bien en place. L'observateur de la membrane A a ajusté son commutateur de façon que le courant de la pile se rende à la terre en passant par le fil tendu devant le ca-

non A, sans que le pendule de sa membrane soit dans le circuit. De mon côté, dans le cabinet d'expérience, j'ai manœuvré mon commutateur de façon à faire communiquer le tronçon CD de la ligne télégraphique avec l'appareil enregistreur. Dans ces conditions, cet appareil marque un contact.

Le commandant du canon A fait sonner un air par un clairon placé à peu près au milieu de la distance qui sépare le canon de mon cabinet d'expérience. Quand j'entends le son de la trompette, je mets en mouvement le moteur électromagnétique qui dévide la bande noircie. Le coup de canon part à la fin de l'air du clairon, c'est-à-dire environ $\frac{1}{2}$ minute après le commencement de cet air. Le départ du coup produit une rupture de contact qui marque sur la bande; mais celle-ci a eu le temps de prendre un mouvement parfaitement régulier. L'observateur A pousse immédiatement le commutateur pour mettre le pendule de sa membrane dans la ligne télégraphique en même temps qu'il ajuste le pendule sur sa membrane.

Lorsque le coup arrive à mon cabinet d'expérience, je pousse mon commutateur de façon à faire passer le courant dans le tronçon C*efgh*E de la ligne télégraphique. Le courant se rend ainsi à la terre en E, après avoir passé par le pendule de la membrane E. Ce pendule est lancé à l'arrivée du coup sur la membrane E; il en résulte une rupture de contact qui est marquée sur la bande noircie.

Après l'arrivée du coup, l'observateur E pousse son commutateur pour faire passer le courant par le fil tendu devant le canon E; il s'établit ainsi un nouveau contact marqué par l'appareil enregistreur. En même temps il commande le feu

du canon E. Nouvelle rupture de contact que j'aperçoiss ur ma bande noircie à mesure qu'elle se dévide. Je pousse alors l'alidade de mon commutateur pour mettre le tronçon CD, par suite la membrane A, dans le circuit. Nouvel établissement de contact qui n'est détruit que par l'arrivée du coup de canon E sur la membrane A.

Quelques instants après, le coup m'arrive dans le cabinet d'expérience; je pousse le commutateur pour mettre la membrane F dans le circuit. Le contact se rétablit dans l'appareil enregistreur, mais il est rompu par l'arrivée du coup de canon E sur la membrane F. J'arrête alors le dévidage de la bande et je fixe la bande dévidée en la faisant passer par la dissolution alcoolique de gomme laque.

La distance de chacun des canons à la membrane qui lui correspond est d'environ 2850^{m}; elle est parcourue par le son en 8″,7 environ. La double distance est donc parcourue en 17″,4. L'intervalle de temps qui s'écoule entre l'arrivée du coup A sur la membrane E et le tir du canon E varie de 3 à 5″. Ainsi l'expérience entière pour les deux coups réciproques ne dure que de 20 à 23″, et c'est seulement pendant cet intervalle si court qu'il faut supposer que le vent conserve la même direction et la même intensité entre les deux stations A et E.

Dans cette manière d'opérer, la plupart des manœuvres se font dans le cabinet d'expériences. Néanmoins l'observateur de la station E a besoin de surveiller le tir du canon A, afin d'être prévenu à temps pour les manœuvres qu'il a à exécuter. Il reconnaît le départ du coup A à l'apparition subite de la fumée; il surveille ensuite immédiatement sa membrane E.

Quelquefois, pour diminuer le nombre des changements

du commutateur, qui se succèdent rapidement dans le cabinet d'expériences, j'opère autrement. Je réunis les deux tronçons CD et C*efgh*E de la ligne télégraphique, mais l'observateur E rompt la communication avec la terre, non-seulement de sa membrane E mais aussi du fil qui est tendu devant le canon E, de sorte que, par le fait, le courant ne passe pas par le fil C*efgh*E, et se trouve dans les mêmes conditions qu'au commencement de la première opération que j'ai décrite (page 471). Mais, après le départ du coup A, l'observateur A ne met le pendule de sa membrane dans le circuit que quand il aperçoit le feu du canon E. L'observateur E met au contraire dans le circuit le pendule de sa membrane aussitôt qu'il aperçoit le feu du canon A. Dans cette manière d'opérer, une partie des manœuvres du commutateur est faite par les observateurs A et E, et cela facilite le travail de l'observateur du cabinet d'expériences. Mais il y a un inconvénient, c'est que les observateurs A et E sont trop occupés à regarder le tir du canon éloigné, et ne surveillent pas toujours suffisamment le pendule de leur membrane. J'ai paré à cet inconvénient par un artifice très-simple qui permet aux observateurs de ne s'occuper que de leurs membranes; une secousse électrique les prévient du départ du coup à l'autre station; je vais le décrire tel qu'il se présente pour l'observateur E.

L'observateur est placé en F sur la figure 8, planche I; il attache un fil de plomb *a* à la ligne télégraphique et enroule ce fil autour de sa main. Au moment où le fil *ab* se rompt devant le canon A, l'observateur en F reçoit une secousse par le fait d'un extra-courant qui prend naissance au moment de la rupture. En effet, avant le tir, le courant de la

pile P passe par les bobines C de l'appareil enregistreur du cabinet, et se rend à la terre en T', à travers le fil tendu devant le canon A. Le courant ne passe pas à la terre en T''' en suivant le fil du canon E, parce que le commutateur de la membrane E ne met pas ce fil, ni le pendule de la membrane E, en communication avec la ligne télégraphique. Au moment où le fil du canon A se rompt, il se développe un extra-courant qui ne se ferme qu'en continuant la ligne télégraphique, le fil de plomb *a*, le corps de l'observateur F, pour gagner la terre en T''. La petite secousse qui en résulte prévient immédiatement l'observateur du départ du coup A et de la nécessité de mettre immédiatement le petit pendule de sa membrane dans la ligne télégraphique.

Au reste, toutes les manœuvres seraient plus faciles et l'on aurait moins de chances de manquer, si le retour du courant électrique ne se faisait pas par la terre, mais bien par un second fil tendu suivant les poteaux de la ligne télégraphique.

Mesure des distances.

La détermination exacte de la distance de la bouche du canon à la membrane qui doit marquer l'arrivée du coup est une opération délicate qui présente des difficultés très-sérieuses. Souvent on déduit ces distances d'opérations géodésiques antérieures, auxquelles on accorde toute confiance. D'autres fois, l'observateur mesure le plus exactement possible une base unique sur le terrain; puis, à l'aide d'un théodolite, qu'il place successivement aux deux extrémités de

cette base, il mesure les angles que la base fait avec les lignes dirigées vers les divers points qui l'intéressent sur le terrain. Cette méthode peut occasionner facilement des erreurs dans l'évaluation de la distance de deux points, et il est bien préférable de déterminer cette distance par un chaînage direct. Je décrirai succinctement la méthode que j'ai suivie.

Ma station de départ est le point A du polygone (fig. 6, pl. I). La position de ce point est nettement définie sur la potence formée par les madriers AB, CD de la figure 12, planche I. J'établis au centre O, qui est ordinairement occupé par la bouche du canon A, le cercle divisé horizontal d'un théodolite, à l'aide duquel je me propose de relever les diamètres des lignes qui visent du centre O vers tous les points du polygone dont j'ai intérêt à connaître la position.

La position du point A a été choisie pour que l'on pût viser, avec les lunettes du théodolite, vers la bouche des canons en A, en B et en E, ainsi que vers les membranes placées aux stations C, D, B, E et F. Pour rendre les mesures plus faciles, on a fixé sur les grandes ouvertures des cônes à membrane un carton blanc portant une large croix noire, dont le centre servait de mire. Des mires semblables étaient clouées aux potences (fig. 12, pl. I) des deux stations B et E.

A l'aide du théodolite on a relevé ainsi les angles que font entre eux les plans verticaux passant par l'axe du théodolite et par les diverses mires que je viens d'énumérer, et de plus les angles que les lignes de visée font avec l'horizon, ce qui donne les différences de niveau de ces points par rapport au point A.

A l'aide d'un fil à plomb, on a projeté sur le terrain les centres de chacune des mires, et on a marqué ces projections par des piquets enfoncés dans le sol.

Je vais indiquer maintenant comment on fait le chaînage depuis la station A jusqu'à l'une quelconque des mires ; je choisirai la mire E, qui occupe la place de la bouche du canon E et qui est la plus éloignée de la station du départ.

On commence par jalonner le terrain exactement suivant la ligne AE à l'aide de piquets blanchis, très-visibles, que l'on enfonce dans le sol à des distances de 20 mètres environ l'un de l'autre. L'observateur de la station A surveille la pose de ces piquets à l'aide de la lunette du théodolite qui vise constamment vers la mire E ; il prévient le jalonneur par la manœuvre d'un drapeau, et l'avertit s'il place son piquet trop à droite, ou trop à gauche de la ligne véritable. Ce premier travail est fort long ; quand il est achevé, on s'assure, à l'aide de lunettes placées aux deux stations A et E, si la ligne des jalons est parfaitement droite, ou s'il y a quelques corrections à faire.

C'est suivant cette ligne de jalons que l'on procède au chaînage à l'aide du ruban d'acier de 10 mètres dont j'ai parlé page 69, en prenant toutes les précautions connues pour rendre ce travail aussi parfait que possible. Lorsque le chaînage est terminé depuis la projection de A sur le sol jusqu'à la projection de E, on recommence une seconde opération en allant de E vers A, et on compare les deux résultats obtenus.

Ce travail est très-pénible ; il exige beaucoup d'attention et ne peut être fait que par des personnes qui en ont une grande habitude. La distance de nos deux mires A et E était

d'environ 2850 mètres. Elle a été mesurée trois fois; la plus grande différence entre les trois chaînages s'est élevée à 0^m75. On a admis la moyenne des trois nombres.

Le polygone de Satory ne présente que de faibles différences de niveau, surtout suivant la direction du tir, que l'on maintient toujours en bon état pour faciliter la manœuvre des pièces. Néanmoins, il faut tenir compte des ondulations du sol, qui influent nécessairement sur le chaînage. Pour cela, il faut faire un nivellement, avec un nouveau chaînage, pour fixer la position des points pour lesquels les niveaux ont été relevés. On s'est servi d'un niveau d'Égaut; quand le terrain était à peu près plan, on espaçait les stations de 100 mètres; on les rapprochait davantage si le terrain était plus ondulé.

Le nivellement donne un tracé exact du relief du terrain, entre les stations A et E, par rapport au plan horizontal qui passe par A. En combinant les éléments du nivellement avec ceux du chaînage, on peut calculer la longueur exacte de la ligne droite qui joint les points A et E.

Les stations A et E diffèrent peu de niveau et le terrain est presque plan; la correction résultant du nivellement est donc très-petite. Il n'y a de difficulté dans le chaînage que pour le passage de l'ouvrage fortifié B; on l'a éludée par un simple déplacement de cette portion du chaînage sur une ligne parallèle. La correction due aux changements de niveau est plus sensible de A vers C, de A vers D, et surtout de A vers F à travers le champ de manœuvre de la cavalerie, dont la surface est beaucoup moins unie que celle du polygone.

Nous n'avions pas besoin, pour nos expériences, de con-

naître la distance des mires A et E, qui sont celles des bouches des deux canons A et E qui tirent les coups réciproques. Nous devons connaître la distance du canon A à la membrane E, laquelle se trouve à une certaine distance du canon E. Pour cela je prolonge la ligne jalonnée AE; du centre de la membrane E projetée sur le sol, je mène une perpendiculaire sur le prolongement de la ligne jalonnée, et je mesure exactement la longueur de cette perpendiculaire ainsi que celle de la portion de la ligne jalonnée comprise entre la projection de la bouche du canon E et le pied de la perpendiculaire. Si l'on ajoute à ces données la différence de niveau, ordinairement négligeable, qui existe entre la bouche du canon E et la membrane E, on a tous les éléments nécessaires pour calculer trigonométriquement la distance de la bouche du canon A à la membrane E.

Cet exemple suffit pour faire comprendre la méthode que j'ai employée pour mesurer les distances; je n'entrerai pas dans de plus grands détails.

INFLUENCE DES CAUSES PERTURBATRICES DE L'ATMOSPHÈRE SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DU SON.

La vitesse de propagation des ondes sonores dans l'air libre est influencée par le vent ; elle varie avec la température et avec le degré d'humidité de l'air. Je vais décrire les moyens que j'ai employés pour déterminer les éléments qui sont nécessaires pour calculer les corrections provenant de ces diverses causes; je discuterai, en même temps, le degré d'exactitude qu'on peut espérer obtenir dans ce genre de recherches.

Influence du vent.

Le vent exerce une influence très-notable sur la vitesse de propagation du son. L'angle, que la direction du vent fait avec celle que le son suit pour venir du corps sonore à l'observateur, modifie beaucoup son action. Nous distinguerons trois cas :

1° Le vent pousse l'air depuis le corps sonore jusqu'à l'observateur ; dans ce cas, le chemin que le son parcourt dans

l'air tranquille est augmenté du chemin que le vent fait parcourir à l'air dans le même temps; par conséquent la vitesse de propagation du son est augmentée de la vitesse du vent;

2° Le vent pousse l'air précisément dans le sens opposé; alors la vitesse de propagation du son est diminuée de celle du vent;

3° Lorsque la direction du vent fait un certain angle avec la ligne suivant laquelle le son arrive à l'observateur, la vitesse de propagation est augmentée, ou diminuée, d'une certaine fraction de la vitesse du vent, dont nous allons déterminer l'expression.

Admettons qu'un vent uniforme et constant règne sur la contrée suivant les directions parallèles Ax, By (fig. 10, planche I), que le corps sonore soit en A, et l'oreille de l'observateur en B. Soient :

L la distance AB,
α l'angle que cette ligne AB fait avec la direction du vent,
V le chemin parcouru par le son en 1 seconde dans de l'air absolument tranquille,
V' le chemin parcouru par le son en 1 seconde dans l'air agité par le vent,
t le nombre de secondes que le son emploie pour venir de A en B dans cet air agité,
w le chemin que le vent fait parcourir en 1 seconde à une couche d'air suivant les directions Ax, By.

Du point A comme centre avec un rayon égal à Vt, c'est-à-dire égal au chemin que le son parcourt en t secondes dans de l'air tranquille, menons un arc de cercle qui coupe la ligne By en C. Alors $AC = Vt$; tandis que $AB = V't$, c'est-à-dire le chemin parcouru par le son dans l'air agité.

Le son sera perçu en B, non pas par la vibration de la molécule qui était en B au moment où le son partait de A, mais par celle de la molécule qui, à ce moment-là, était en C et qui, sous l'action du vent, a parcouru le chemin CB $= wt$.

Or dans le triangle ABC on a :

$$\overline{AC}^2 = \overline{AB}^2 + \overline{BC}^2 + 2AB.BC.\cos\alpha,$$

ou

$$V^2t^2 = L^2 + w^2t^2 + 2Lwt\cos\alpha \qquad (1)$$

Supposons maintenant que, dans des conditions absolument identiques, le corps sonore soit en B, et que l'oreille de l'observateur soit en A. Le son ne passera pas de B en A en t secondes comme dans le premier cas, mais en t' secondes pendant lesquelles il parcourrait dans l'air tranquille un chemin Vt'. Du point B comme centre, avec un rayon égal à Vt' menons un arc de cercle qui coupera la ligne Ax en D, et nous dirons : la molécule d'air qui produira en A l'impression du son n'est pas celle qui était primitivement en A, mais bien celle qui était alors en D et que le vent a transportée de D en A suivant le chemin DA $= wt'$.

Or le triangle ABD donne :

$$\overline{BD}^2 = \overline{AB}^2 + \overline{AD}^2 - 2AB.AD.\cos\alpha,$$

c'est-à-dire

$$V^2t'^2 = L^2 + w^2t'^2 - 2Lwt'\cos\alpha. \qquad (2)$$

Divisons les équations (1) et (2) l'une par l'autre, nous aurons :

$$\frac{t^2}{t'^2} = \frac{L^2 + w^2t^2 + 2Lwt\cos\alpha}{L^2 + w^2t'^2 - 2Lwt'\cos\alpha}.$$

De cette équation on tire :

$$w = \frac{L\,(t-t')}{2tt'\cos\alpha}. \qquad (3)$$

Substituons cette valeur de w dans l'équation, (1) nous aurons :

$$V^2t^2 = L^2 \left[\frac{t}{t'} + \frac{(t-t')^2}{4t^2 t'^2 \cos^2 \alpha}\right],$$

d'où

$$V = L \sqrt{\frac{1}{tt'} + \frac{(t-t')^2}{4t^2t'^2 \cos^2\alpha}}. \qquad (4)$$

Ainsi nous tirons la valeur de V, c'est-à-dire celle de la vitesse du son dans de l'air *absolument tranquille*, de deux expériences qui sont faites, en sens inverse l'une de l'autre, dans de l'air agité par le vent; mais à une condition, c'est que *le vent conservera rigoureusement la même direction et une intensité constante dans tout le trajet, pendant les deux expériences réciproques faites dans l'air agité.*

Voyons maintenant comment on peut satisfaire *pratiquement* à cette condition théorique rigoureuse. Dans toutes les expériences qui ont été faites pour déterminer expérimentalement la vitesse de propagation du son dans l'air libre, on s'est servi des coups de canon *réciproques*, c'est-à-dire que l'on a placé un canon à chacune des stations A et B. Les obvervateurs étaient installés également aux deux mêmes stations, de sorte que l'observateur de la station B notait, le plus exactement possible, l'intervalle de temps, qui s'écoulait entre l'apparition du départ du coup A observé par l'œil et l'arrivée du son perçu par l'oreille. L'observateur de la station A en faisait autant pour les coups de canon partis de B. Il est clair que si le vent conservait rigoureusement, pendant la durée des deux observations, la même direction invariable entre les extrémités A et B et une intensité constante dans tout le parcours, on aurait réalisé par

ces coups réciproques toutes les conditions prescrites par l'équation (4), et l'expérience donnerait les trois valeurs t, t' et α que cette formule exige. Ainsi, des deux expériences réciproques, combinées comme nous venons de le montrer dans notre calcul, nous pouvons déduire par la formule (4) la vitesse de propagation du son dans l'air absolument tranquille, à la température et au degré d'humidité où l'atmosphère se trouve au moment des deux expériences réciproques.

Dans les expériences de l'Académie des Sciences en 1738, un intervalle de 35 minutes séparait le tir des deux canons; dans celles du Bureau des longitudes en 1822, l'intervalle n'était que de 10 minutes. Mais il est difficile d'admettre que la direction du vent et que son intensité sont restées invariables sur une très-grande étendue, pendant de si longs intervalles de temps.

MM. Moll et Van Beek, qui ont fait en 1823 des expériences analogues en Hollande, ont éludé l'objection du long intervalle de temps qui s'écoulait entre les départs des deux coups aux deux stations, car ils l'ont réduit à 2 minutes environ.

Aussitôt que les artilleurs de la station B apercevaient le feu de la station A, ils faisaient partir le canon de la station B; les deux coups de canon traversaient donc l'air compris entre les deux stations à des moments très-rapprochés. On observait aux deux stations la direction du vent à l'aide de girouettes. Mais on doit toujours admettre que le vent possède rigoureusement la même direction et la même intensité sur toute la ligne comprise entre les deux stations et pendant le temps que le son met à parcourir la distance qui les sépare. Or ces circonstances ne se réalisent jamais exacte-

ment; le plus souvent, dans le même point, le vent change continuellement de direction et d'intensité, et il est bien rare que les girouettes montrent, au même instant, la même direction aux deux stations.

Quoi qu'il en soit, les moyens que l'on a imaginés jusqu'ici pour corriger de l'influence du vent les vitesses de propagation du son, observées dans notre atmosphère agitée, m'ont toujours paru complétement illusoires, et j'ai voulu reconnaître par des observations directes sur le polygone de Satory jusqu'à quel point on pouvait espérer obtenir dans chaque expérience la valeur de l'angle α de notre formule (4).

Détermination de la direction du vent.

J'ai employé des girouettes disposées comme le montre la figure 11, planche I. ABCD est un plateau circulaire en laiton, dont la circonférence est divisée en degrés. Ce plateau tourne librement autour de l'axe vertical EF, et on peut l'arrêter dans une position fixe à l'aide d'une vis de serrage. Un cadre vertical BGHD est soudé en B et D sur le plateau, la ligne BD passant par le zéro du cadran. L'axe fixe vertical EF se termine en *k* par un petit godet bien rodé, sur lequel s'appuie l'extrémité aiguë *k* du petit axe mobile *ki* qui porte la girouette proprement dite. Cet axe traverse un petit trou pratiqué dans le cadre BGHD. La girouette est formée par une lame mince de mica *abcde*, fixée sur l'axe mobile *ki*.

L'appareil est placé à une petite distance du canon, la feuille de mica étant à peu près à la hauteur de la bouche de la pièce. A l'aide du cadre BGHD qui fonctionne comme ali-

dade, on dirige la ligne BD portant le zéro du cadran sur le canon placé à l'autre station, et on fixe le cadran dans cette position à l'aide de la vis de serrage; ainsi la ligne BD marque la ligne de tir, et la feuille de mica, par son appendice *cd*, montre immédiatement sur le cadran l'angle α que la direction du vent fait avec la ligne de tir.

Les girouettes de ce genre sont d'une sensibilité extrême; elles sont continuellement en mouvement, et cela rend l'appréciation de l'angle α bien difficile.

C'est pendant les vents très-forts que l'angle α varie le moins, mais c'est avec les vents forts que les expériences se dirigent le plus difficilement et qu'elles présentent le moins de précision. Les vents faibles changent continuellement de direction et d'intensité.

J'ai fait beaucoup d'expériences préliminaires sur ces girouettes; je vais les décrire succinctement.

La ligne AE du plan général (fig. 6, planche I) représente la ligne de tir que j'ai le plus fréquemment employée sur le polygone de Satory; les pièces de canon étaient placées aux extrémités A et E, et elles étaient distantes de 2470 mètres environ. On plaçait deux girouettes, l'une en A, l'autre en E, à la hauteur de la bouche des canons, le diamètre du cadran qui passe par le zéro de la division était dirigé suivant la ligne de tir et vers le canon de la station opposée. Un observateur est placé auprès de chaque girouette, et sur un signal transmis à chacun par le fil télégraphique, ils relèvent simultanément l'angle α. Ces opérations ont été répétées un grand nombre de fois dans la même journée, à des heures différentes, pendant lesquelles le vent variait à la fois de direction et d'intensité.

Les observations simultanées présentaient souvent des variations extraordinaires. Par un vent fort et soutenu, les angles α, mesurés simultanément aux deux stations, différaient généralement très-peu ; quelquefois les différences s'élevaient jusqu'à 30 ou 40°. Mais quand le vent était faible et intermittent, ou quand il soufflait par rafales, on observait parfois des différences de plus de 90°.

Les deux observateurs qui relevaient simultanément les angles α sur les deux girouettes, inscrivaient aussi immédiatement la force qu'ils attribuaient au vent. Or ces indications présentaient autant de divergence que celles de la direction. Quand l'observateur en A inscrivait *vent très-fort,* l'observateur E indiquait souvent *vent faible,* quelquefois même *vent nul.*

J'ai fait placer une troisième girouette en B, à peu près au milieu de la ligne de tir, et j'ai fait relever simultanément les angles α sur les trois girouettes. On a trouvé des discordances aussi grandes que précédemment. Bien rarement l'angle α donné par la girouette intermédiaire B était un intermédiaire entre les deux angles relevés aux deux stations extrêmes ; souvent les trois angles étaient en discordance complète.

Je suis resté convaincu qu'il est impossible quand on opère au polygone de Satory, qui est cependant un plateau élevé, renommé pour la violence du vent, d'admettre avec une apparence de vérité que le vent a la même direction en tous les points de la ligne de tir, et que cette direction est à peu près la moyenne de celles que l'on observe au même instant aux deux extrémités.

On obtiendra une valeur moins erronée en opérant de la

manière suivante : Supposons que le canon tire à la station A; l'observateur en A note l'angle α un instant avant le départ du coup, les observateurs en B et en E observent cet angle au moment où le son leur arrive. On prendra la moyenne de ces angles.

C'est généralement de cette manière que l'on a opéré dans mes expériences. Certains jours, où le vent était à peu près continu, on pouvait prendre une moyenne qui avait quelque probabilité, parce que les angles étaient peu différents aux deux stations; mais dans les journées où le vent varie continuellement, on ne peut pas raisonnablement prendre des moyennes entre des nombres aussi discordants.

Les jours les plus favorables sont ceux où la direction du vent est perpendiculaire à la ligne du tir, ou s'écarte très-peu de cette direction, parce qu'alors le vent ne modifie pas, ou ne modifie que très-peu, la vitesse de propagation du son.

Ces expériences préliminaires suffisent pour démontrer qu'il n'est pas permis d'admettre que le vent conserve la même intensité et la même direction entre les deux stations, même pendant l'intervalle de temps si court (23″) où s'exécutent nos deux expériences réciproques. Ainsi notre formule (4) de la page 482 repose sur des hypothèses inadmissibles et doit être rejettée. Je pense qu'on éliminera plus sûrement l'influence du vent en prenant, pour chaque expérience réciproque, la moyenne des deux vitesses observées, et calculant ensuite la moyenne générale de toutes ces moyennes partielles pour les expériences réciproques d'une même journée. En un mot, on cherchera à faire disparaître les erreurs partielles par la combinaison d'un grand nombre d'experiences où les erreurs sont tantôt dans un sens, tantôt dans

le sens opposé. C'est à cette méthode que je me suis arrêté, comme on pourra le reconnaître dans les tableaux qui donnent les résultats de mes expériences.

Influence du vent sur l'intensité du son.

Tout le monde sait que la direction et la force du vent exercent une grande influence sur l'intensité avec laquelle on entend un même son qui parcourt toujours la même distance. Quand le vent est favorable on entend très-distinctement le son de la cloche d'une église éloignée. Quand le vent est contraire, on ne l'entend pas du tout.

Théoriquement on explique l'influence que le vent exerce sur l'intensité du son de la manière suivante :

Supposons le corps sonore en A (fig. 9, planche I), l'observateur en B à une distance L du corps sonore. Admettons que le vent suive la direction AB, avec une vitesse de w mètres par seconde. Soient :

V la vitesse du son dans l'air absolument tranquille.

t le temps que le son met à parcourir la distance AB quand l'air est tranquille.

On aura $L = Vt$, pendant le même temps que le vent fait un chemin wt.

Par le fait du mouvement de l'air, la molécule d'air qui donnera en B l'impression du son ne sera pas la molécule B, mais bien une molécule b qui, au départ du son, est en avant de B d'une quantité $Bb = wt$, et qui apporte une onde dont l'intensité est celle qui correspond à un chemin parcouru $Ab = Vt - wt$ dans l'air tranquille.

Supposons au contraire que le corps sonore soit en B et l'observateur en A; dans ce cas, l'onde qui donnera en A la sensation du son est celle qui dans l'air tranquille sera arrivée en a, car le vent contraire a repoussé a en A, en supposant $Aa = wt$. Ainsi l'onde sonore qui agit en A a réellement la même intensité que si elle avait parcouru dans l'air tranquille un chemin $= Vt + wt$.

Or les intensités des ondes produites par une même vibration primitive sont en raison inverse des quarrés des distances parcourues. On a donc

$$\frac{I}{I'} = \frac{(Vt + wt)^2}{(Vt - wt)^2} = \frac{(V + w)^2}{(V - w)^2}.$$

Supposons que la vitesse du son dans l'air tranquille et à la même température que notre air agité, soit $V = 340^{m}0$, que la vitesse du vent soit $w = 30^{m}$, ce qui suppose un vent très-fort, nous aurons :

$$\frac{I}{I'} = \frac{(340)^2}{(310)^2} = 1,425.$$

Ainsi quand le vent $w = 30^{m}$ est favorable, l'onde arrive à l'observateur avec une intensité qui est presque une fois et demie plus forte que celle qui lui arriverait si le vent était contraire.

Je crois qu'en réalité la différence des intensités est beaucoup plus grande, et je me fonde sur cette observation que j'ai eu plusieurs fois l'occasion de faire au polygone de Satory lorsque le vent suivait presque exactement la ligne de tir. Les deux canons placés aux deux extrémités A et E (planche 1, fig. 6) sont entièrement semblables; ils sont chargés tous deux de $0^{k}5$ de poudre. Quand le vent va de A vers E, on entend un coup très-fort en E, tandis qu'en A on

entend à peine l'arrivée du coup de canon E, et cependant la vitesse du vent n'est certainement pas de 30 mètres par seconde.

Détermination de la température moyenne de l'air.

La vitesse de propagation du son varie avec la température. Si V_0 représente cette vitesse dans de l'air sec à $0°$, V cette vitesse dans l'air sec à la température t, on a :

$$V = V_0 \sqrt{1 + 0{,}00367 . t.}$$

Si l'on pouvait admettre que la température de l'air est la même dans tout le trajet parcouru par le son, il suffirait de prendre la température en un seul point sur un thermomètre placé dans l'air libre, mais à l'ombre. Malheureusement cette égalité de température existe bien rarement ; je ne l'ai jamais rencontrée que par des temps très-calmes, nébuleux et sans soleil. Toutes les fois que l'air est agité, surtout si le vent est irrégulier, j'ai remarqué des températures simultanées qui différaient quelquefois de 2° d'une station à l'autre.

L'évaluation exacte de la température moyenne de l'air traversé par le son est donc souvent bien difficile.

Je disposais mes thermomètres comme on le voit par la figure 7, planche I. Le thermomètre est maintenu à une distance de 0^m10 d'une première planche AB, laquelle est fixée à son tour à une distance de 0^m25 d'une seconde planche plus large CD. La planche CD est attachée à l'aide de deux anneaux *a* et *b* le long d'un poteau vertical PQ fiché en terre, le réservoir du thermomètre se trouvant à peu près

à la hauteur de la bouche du canon. L'observateur tourne fréquemment la planche CD pour que le thermomètre soit toujours à l'opposite du soleil. Je crois avoir réussi ainsi, aussi bien que possible, à placer les thermomètres à l'air libre et dans les conditions où ils sont le plus comparables aux diverses stations.

A chacune des stations extrêmes A et E il y avait un thermomètre établi ; j'en ai placé un troisième près de l'ouvrage fortifié B ; enfin quelquefois on a noté un quatrième thermomètre, disposé en F au bout du champ de manœuvre de la cavalerie. J'ai fait à diverses reprises, et par des conditions atmosphériques très-différentes, des expériences dont le but unique était de noter les différences de température qui existaient simultanément aux quatre stations A, B, E, F, afin de reconnaître si elles ne présentaient pas quelque régularité sur laquelle on pût se fixer pour calculer une moyenne avec plus de certitude. Certains jours, les quatre températures ne différaient au plus que de 2 ou 3 dixièmes de degré ; elles prenaient à peu près au même moment leur marche ascendante ou descendante. Mais d'autres fois on remarquait les divergences les plus bizarres ; à l'une des stations, le thermomètre montait vivement, tandis qu'au même moment le thermomètre d'une autre station descendait. Quand cet effet se produisait pour les deux stations extrêmes E et F, les thermomètres des stations intermédiaires A et B ne suivaient pas une marche intermédiaire entre celles des thermomètres E et F.

Bref, je ne connais aucun moyen d'évaluer, avec quelque certitude, la température moyenne des couches d'air traversées par le son que produit un coup de canon. Si le parcours est seulement de 2000 à 4000 mètres, je crois qu'à certains

jours défavorables on peut se tromper, dans cette évaluation, de 1 à 2 degrés centigrades.

Je me suis contenté dans mes expériences d'observer les températures aux deux stations A et E où se trouvaient les canons, et j'ai adopté pour la température de l'air la moyenne entre ces deux températures. On observait les thermomètres lorsque les deux pièces étaient chargées et mises en place, c'est-à-dire quelques instants avant le tir du canon A.

Détermination de la quantité d'humidité qui existe dans l'atmosphère au moment d'une expérience.

Si V représente la vitesse de propagation du son observée dans notre atmosphère tranquille, à la température t, et sous la pression H dont la vapeur d'eau produit une petite portion x,

V' la vitesse que le son présenterait dans l'atmosphère, toujours à t^o et sous la pression H, mais quand il n'y existe pas de vapeur d'eau, on a (page 86) :

$$V' = V\left(1 - \frac{3}{16}\frac{x}{H}\right).$$

Nos expériences se font toujours dans de l'air plus ou moins humide; la formule précédente permet de calculer la vitesse que l'on trouverait dans le même air parfaitement sec, si l'on connaissait chaque fois la force élastique x de la vapeur qu'il contient.

Je déduis cette force élastique x des observations du psy-

chromètre que l'on fait, à peu près simultanément, aux deux stations A et E, quelques instants avant le tir. L'instrument est disposé comme je l'ai dit dans mon mémoire sur l'hygrométrie (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, tome XV, page 214); les deux thermomètres, sec et humide, sont placés sur la planche AB de la figure 7, planche I; le thermomètre sec du psychromètre sert naturellement à donner la température de l'air.

Soient au moment de l'expérience :

H la hauteur du baromètre,
t la température du thermomètre sec,
t' celle du thermomètre mouillé,
f et f' les forces élastiques de la vapeur d'eau à saturation pour les températures t et t',
Enfin x la force élastique inconnue de la vapeur d'eau qui existe dans l'air.

On a :

$$x = f' - \frac{0{,}48\,(t - t')}{610 - t'}\,\mathrm{H}.$$

Les thermomètres, sec et mouillé, présentent naturellement aux deux stations, en certains jours, les variations que j'ai signalées. page 493; mais j'ai reconnu que ces variations n'influent pas sensiblement sur la valeur de x. Ainsi on peut admettre que l'on fait toujours exactement la correction pour l'humidité qui existe dans l'air, correction qui est d'ailleurs très-petite ; l'incertitude n'existe que dans l'évaluation de la température moyenne de l'air.

Je donne dans le tableau suivant le relevé des observations faites sur le psychromètre de la station E pendant plusieurs journées d'expériences; j'ai choisi exprès celles où l'humidité

et la température de l'atmosphère étaient les plus différentes. On pourra ainsi juger facilement si je commets une erreur sensible quand je déduis la valeur de x des températures moyennes marquées pendant chaque journée par les thermomètres sec et humide.

Pour ne pas multiplier les tableaux, je n'ai pas publié les indications que l'on a relevées simultanément sur le psychromètre de la station A. Il me suffit de dire que les deux valeurs de x, calculées d'après les moyennes des températures t et t' relevées sur les psychromètres des deux stations, ne diffèrent pas sensiblement. Je me contenterai par la suite d'inscrire seulement la valeur de x, telle qu'elle se déduit des moyennes des températures observées aux deux stations.

22 mars.

Temps froid, brume faible, vent faible, direction presque perpendiculaire à la ligne de tir.

THERMOMÈTRES.

Sec.	Mouillé.
6°4	6°0
6,3	5,9
6,2	5,8
6,2	5,9
6,3	5,9
6,2	5,9
6,2	5,9
6,1	5,9
6,1	5,8
6,1	5,8
6,1	5,9
6,1	5,9
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
6,0	5,8
Moy. = 6°10	5°85
$f = 7^{mm}05$	$f' = 6^{mm}93$

$x = 6^{mm}78$

$\frac{x}{f} = 0,98$

12 avril.

Temps chaud pour la saison, vent presque nul par moment, d'autres fois changeant continuellement de direction; la direction la plus générale est de A vers E.

THERMOMÈTRES

Sec.	Mouillé.
17°6	12°2
17,8	12,4
17,2	11,8
16,4	11,4
16,0	11,4
15,8	11,4
16,10	11,4
16,7	11,6
17,2	12,3
17,1	11,8
Moy. = 16°79	11°77
$f = 14^{mm}24$	$f' = 10^{mm}32$

$x = 7^{mm}25$

$\frac{x}{f} = 0,51$

21 avril.

Beau temps, très-sec; vent d'une direction assez constante; à peu près de A vers E, mais très-variable d'intensité.

THERMOMÈTRES.

Sec.	Mouillé.
18°0	11°9
18,1	12,0
18,2	12,0
18,2	12,0
18,2	12,0
18,0	11,8
18,4	11,8
18,1	11,4
17,6	10,4
17,0	10,0
16,9	10,0
16,8	10,1
16,9	9,8
16,8	9,8
16,9	9,7
16,8	9,7
16,4	9,5
16,3	9,5
16,2	9,4
16,2	9,2
15,8	9,4
15,8	9,2
Moy. = 17°17	10,48
$f = 14^{mm}60$	$f' = 9^{mm}48$

$x = 5^{mm}39$

$\frac{x}{f} = 0,37$

24 avril.

Très-beau temps, soleil vif. La direction du vent est généralement de A vers E, mais inclinant souvent vers la gauche, c'est-à-dire de O vers la butte. Intensité très-variable, souvent très-forte.

THERMOMÈTRES.

Sec.	Mouillé.
19°8	12°8
19,6	13,0
19,6	12,8
19,4	12,6
19,6	12,6
19,8	13,4
19,4	13,1
19,4	13,0
19,7	13,2
19,8	13,2
19,6	13,3
19,6	13,4
20,2	13,4
19,6	13,4
19,5	13,2
19,6	13,4
19,8	13,4
19,4	13,2
19,7	13,3
19,8	13,4
19,6	13,4
19,7	13,4
19,6	13,0
19,8	13,6
20,0	13,5
20,1	13,6
19,8	13,0
19,6	13,0
19,4	13,1
19,6	13,2
19,6	13,2
19,4	13,0
19,4	12,8
19,4	12,8
19,4	12,6
19,0	12,6
19,4	12,8
19,3	12,6
19,4	13,0
Moy. = 19°60	13°11
$f = 16^{mm}97$	$f' = 11^{mm}24$

$x = 7^{mm}2$

$\frac{x}{f} = 0,43$

26 avril.

Très-beau temps, soleil vif. Vent faible, quelquefois calme complet. La direction est sensiblement de A vers E, mais obliquant souvent vers la gauche.

THERMOMÈTRES.

Sec.	Mouillé.
21°0	13°8
21,4	13,9
21,6	14,0
21,4	14,0
21,4	15,0
21,4	14,8
21,4	15,0
21,6	14,6
21,8	14,4
22,1	14,6
22,2	15,0
22,2	15,1
22,1	14,5
21,8	14,4
22,1	14,6
22,0	14,1
22,1	14,0
22,1	14,5
22,2	14,7
22,3	14,4
22,3	14,4
22,2	14,4
22,2	14,0
22,2	14,0
21,8	14,2
21,9	14,5
22,5	14,5
22,2	14,4
22,2	14,7
22,3	14,4
22,0	14,0
22,1	14,2
22,1	14,4
22,0	14,4
22,0	14,4
21,8	14,2
Moy. = 21°96	14°41
$f = 19^{mm}60$	$f' = 12^{mm}28$

$x = 7^{mm}62$

$\frac{x}{f} = 0,39$

PREMIÈRE JOURNÉE D'EXPÉRIENCES (19 janvier 1864).

Cette première journée était surtout destinée à essayer nos appareils et à nous habituer aux manœuvres. On n'a mis en service qu'une seule pièce de canon disposée en A auprès de la route de Chevreuse ; c'est une pièce rayée de 4, nouveau modèle, que l'on ne charge que de 250 gr. de poudre.

On emploie deux cônes à membrane du petit modèle, munis des petits pendules à cylindre d'ivoire représentés (fig. 19 et 19 bis, planche II), et que j'ai décrits, page 39.

Le premier de ces cônes est placé en C, en avant de la Ferme ; son axe est dirigé exactement vers la bouche de la pièce, et sa membrane en est éloignée de $312^{m}50$.

Le second cône est placé en B, sur la lunette de l'ouvrage retranché : sa membrane est à $1353^{m}19$ de la bouche du canon. L'axe du cône est dirigé vers le canon, il est ainsi presque perpendiculaire à celui du premier cône.

Les petits pendules des deux cônes doivent être en place au moment du tir ; mais l'observateur du cône C a tourné son commutateur de manière à mettre dans la ligne télégraphique le fil tendu vers la bouche du canon, sans que le petit pendule de sa membrane y soit. Aussitôt qu'il aperçoit la fumée, il pousse le commutateur pour mettre sa membrane dans la ligne. Avec un peu d'agilité, on fait facilement cette manœuvre avant que le coup arrive à la membrane C. Aussitôt que j'entends le coup dans le cabinet d'expérience, je pousse mon commutateur pour faire passer le

courant dans le tronçon télégraphique C*efg*B ; je reçois ainsi sur ma bande de papier noircie la marque de l'arrivée du coup sur la membrane B.

Première série (le matin).

Le vent est faible, mais irrégulier dans sa direction. Il va ordinairement, à peu près, de B vers D ; la girouette de la station A marquant l'angle $\alpha = 210°$; il contrarie donc la marche du son vers les deux stations C et B, par suite il diminue la vitesse de propagation. La diminution doit être petite, car le vent est faible.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

La force élastique de la vapeur d'eau dans l'air, d'après les observations du psychromètre, est $x = 5^{mm}59$, $\frac{x}{f} = 0,85$.

Numéro des bandes.	Station C. L = 312m50.	Station B. L = 1353m19.	Températures observées. Station A.	Station C.	Station B.
1	47v65	»	4°7	4°6	4°7
2	48,0	205,8	4,8	»	4,7
3	47,4	»	4,8	4,8	4,7
4	47,6	205,8	4,9	»	»
5	47,9	206,5	5,1	4,9	5,1
6	47,6	206,5	5,1	4,9	5,2
7	47,8	206,7	5,1	5,0	5,3
8	»	»	5,2	5,0	»
9	»	206,5	5,2	5,1	5,2
Moyennes =	47,71	206,30	4°99	4°90	4°99
V =	333m07	333m54			
V_0 =	330,07	330,53			
V'_0 =	329,62	330,08			

Moyenne de température adoptée = 4°96

Deuxième série (après midi).

Tout reste disposé comme pour la première série; mais le vent est devenu plus fort et il a changé complétement de direction. La girouette de la station A marque des angles qui oscillent autour de 40°. Ainsi maintenant le vent accélère la vitesse de propagation du son, vers les deux stations B et C; l'accélération doit être faible, car le vent n'a encore que peu d'intensité.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason. D'après les observations des psychromètres on peut admettre une moyenne $x = 5^{mm}60$, $\frac{x}{y} = 0,88$.

Numéro des bandes.	Station C. $L = 1312^m50$.	Station B. $L = 1353^m19$.	Températures observées. Station A.	Station C.	Station B.
1	47,5	205,3	4°5	4°3	4°5
2	47,5	205,9	4,4	4,5	4,4
3	47,4	»	4,4	4,5	4,3
4	47,6	205,3	4,5	4,5	4,6
5	47,2	»	4,6	4,5	4,6
6	»	205,5	4,6	4,6	4,8
7	47,6	205,5	4,8	4,7	4,8
8	»	205,2	4,8	4,7	4,6
9	47,7	205,1	4,6	4,7	4,6
Moyennes =	47,50	205,40	4°58	4,50	4,58
$V =$	334^m54	335^m01			
$V_0 =$	331,77	332,24			
$V'_0 =$	331,32	331,79			

Moyenne admise pour la température = 4°55.

Pour les expériences de cette première journée on n'avait aucun moyen d'apprécier l'intensité du vent, par conséquent

de déterminer la correction qui en résulte. On sait seulement que le vent est faible, qu'il a diminué un peu la vitesse de propagation du son dans les expériences de la première série, et qu'il l'a augmentée un peu dans celles de la seconde.

La vitesse véritable, dans de l'air sec à 0°, doit donc être comprise entre 330^m08 et 331^m79.

DEUXIÈME JOURNÉE (22 janvier 1864).

On opère par coups réciproques. La pièce de canon A reste en A, à la place qu'elle occupait la première journée; mais on installe près d'elle un cône à membrane A, du petit modèle, destiné à recevoir l'onde envoyée par le canon B. Ce canon est installé près de B, en avant du fossé de l'ouvrage fortifié. Un second cône à membrane B, semblable au cône A, est disposé à une petite distance de la pièce B; il est destiné à marquer l'arrivée des ondes provenant du canon A.

Les canons reçoivent une charge de 500 grammes de poudre.

La membrane A, qui reçoit les coups de la pièce B, est surveillée par le capitaine de Contamine, qui commande aussi le feu du canon A.

La membrane B, recevant les coups de la pièce A, est surveillée par mon préparateur, M. Feltz, qui commande également le feu de la pièce B.

Les cônes à membrane avaient été placés beaucoup trop près des pièces; ils étaient vivement ébranlés par le tir, et l'observateur avait souvent beaucoup de peine à remettre en place le petit pendule. Au huitième coup de canon, le

fil du pendule de la station B, fut brisé et cette station cessa de fonctionner à partir de ce moment.

Le vent a été très-fort pendant toute la journée, mais sa direction était presque perpendiculaire à la ligne de tir. Néanmoins il a fallu abriter les cônes latéralement par des panneaux de bois, sans cela les petits pendules ne restaient pas en place.

La distance de la bouche du canon A à la membrane B est de.. $1265^{m}70$
La distance de la bouche du canon B à la membrane A est de.. $1264,80$
Somme des deux distances $= 2530^{m}50$

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Nous admettons, comme moyenne des observations psychrométriques, $x = 5^{mm}93$, $\frac{x}{f} = 0,73$.

Numéro des bandes.	Canon A, Membrane B. $L = 1265^{m}70.$	Canon B, Membrane A. $L' = 1264^{m}80.$	Sommes des coups réciproques. $L+L' = 2530^{m}5$	Températures observées. Station A.	Station B.
1	191,8	»	»	8°5	8°0
2	191,3	»	»	8,5	8,1
3	191,3	190,50	381,80	8,2	8,1
4	191,75	190,55	382,30	8,2	8,1
5	191,7	190,3	382,00	8,1	8,0
6	191,5	190,7	382,20	8,1	8,0
7	191,5	190,7	382,20	8,0	8,0
8	»	190,35	»	8,1	8,0
9	»	190,75	»	8,0	8,1
10	»	190,2	»	8,0	8,1
11	»	190,8	»	8,0	8,1
12	»	190,7	»	8,0	8,1
Moyennes =	191,55	190,55	382,10	8°14	8°06
$V =$	$336^{m}00$	$337^{m}53$	$336^{m}76$		
$V_0 =$	331,11	332,64	331,87		
$V'_0 =$	330,63	332,16	331,48		

Température moyenne adoptée = 8°10 pour la totalité des bandes
Température moyenne adoptée = 8°08 pour les coups réciproques.

Ainsi, par les coups réciproques qui ne sont qu'au nombre de 5, la vitesse de propagation du son dans l'air tranquille, sec et à o°, serait :

$$V'_0 = 331^m48.$$

TROISIÈME JOURNÉE (26 janvier).

Les deux pièces de canon restent dans la même situation que pour la journée précédente; mais on a éloigné les cônes de chaque pièce, afin que la membrane ne fût pas trop fortement secouée par le tir de la pièce voisine. Ainsi on recule le cône A de 20^m en arrière du canon A, en le portant un peu à droite de la ligne de tir, pour que son orifice ne puisse pas être masqué par les hommes qui servent la pièce. Le cône B est placé derrière le fossé, au sommet du revêtement et vers la gauche de la ligne de tir pour l'observateur B qui regarde la station A. On a alors :

Distance de la bouche du canon A à la membrane B..	1308^m41
Distance de la bouche du canon B à la membrane A..	1284^m28.
Somme des deux distances......	2592^m69

On ne charge les pièces que de 250 gr. de poudre, parce que l'on veut s'assurer si la force de la charge exerce une influence sensible sur la vitesse de propagation, même dans l'air libre.

Le lieutenant Simon observe la membrane A, et commande le tir de la pièce A.

M. Feltz surveille la membrane B, et commande le tir de la pièce B.

Le temps est couvert; vent moyen, assez régulier, sa direction varie de 30 à 60° avec la ligne de tir sur le cercle figuré en A (fig. 6). Le vent augmente donc la vitesse du son qui va de A vers B, et il diminue la vitesse du son qui prend la direction inverse de B vers A.

Avant de commencer le tir, on s'était assuré, comme à l'ordinaire, par des observations préliminaires faites dans le cabinet d'expériences que toutes les communications électriques étaient parfaites; mais on a été obligé de retarder le tir de plusieurs heures, par suite de manœuvres de troupes dans le polygone. Or, pendant ce temps, la communication du fil de la membrane B avec le puits en terre avait été rompu, sans qu'on s'en aperçût. Moi-même, je n'ai reconnu l'absence des marques de la membrane B, qu'en examinant les bandes à la fin de la journée.

Les expériences de cette journée présentent peu d'intérêt puisqu'elles ne donnent pas les coups réciproques, et que je n'ai aucun moyen d'éliminer l'influence du vent. J'en donne néanmoins les résultats dans le tableau suivant. Les valeurs trouvées pour les coups du canon B marquant sur la membrane A ne présentent que de très-faibles différences. Cela prouve que le vent a conservé une grande régularité de direction et d'intensité pendant la durée du tir, et fait regretter davantage l'accident qui a anéanti les marques du coup réciproque.

La double oscillation du pendule vaut 101,76 vibrations doubles du diapason.

L'observation du psychromètre aux deux stations donne, comme moyenne, $x = 5^{mm}5$, $\frac{x}{f} = 0,94$.

Numéro des bandes.	Canon A, Membrane B. L = 1308m41.	Canon B, Membrane A. L' = 1284m28.	Somme des coups réciproques. L+L' = 2592m69.	Températures observées. Station A.	Station B.
1	»	197,2	»	3°2	3°0
2	»	197,1	»	»	3,1
3	»	197,3	»	3,2	3,1
4	»	197,5	»	3,5	3,2
5	»	197,5	»	3,5	3,3
6	»	197,3	»	3,4	3,3
7	»	197,2	»	3,4	3,3
8	»	197,5	»	3,5	3,4
9	»	197,6	»	3,5	3,4
10	»	197,5	»	3,6	3,4
11	»	197,5	»	3,8	3,4
Moyennes =	»	197,38	»	3°46	3°26
V =	»	331m06	»	Température moyenne	
V_0 =	»	329m04	»	adoptée = 3°36	
V_0' =	»	328m59	»		

QUATRIÈME JOURNÉE (26 janvier 1864).

Tout reste disposé comme pour les expériences de la troisième journée, mais on change la disposition des petits pendules qui doivent marquer l'arrivée du coup sur les membranes. Les petits cylindres d'ivoire avec argent de la figure 19 et 19 bis, planche II, qui avaient été employés dans le expériences précédentes, tiennent trop difficilement par un grand

vent sur les pointes métalliques qui surmontent les petits disques des membranes. Je remplace ce système par celui de la figure 7, planche III, qui est beaucoup plus stable, et dont je vais indiquer le principe. Le petit disque métallique *ab* est surmonté d'une tige en métal, sur laquelle on a soudé trois pointes en métal *i*, *i*, *i*. Un petit disque *ef*, en métal épais, attaché à un fil métallique très-flexible, et communiquant avec la ligne télégraphique, s'appuie sur les trois pointes *i*, *i*, *i*; il établit ainsi une communication de la ligne télégraphique avec la terre. Ce petit disque est percé d'une ouverture centrale, large, à travers laquelle passe la tige effilée *cd*. Au moment où le coup frappe la membrane, le petit disque *ef* est projeté violemment; il rompt le courant, mais il ne peut pas s'échapper parce qu'il est retenu par un petit bouchon de liége fixé à l'extrémité de la tige *cd*. Le petit disque reprend ensuite sa place de lui-même. Ce système est beaucoup plus sûr que celui que j'ai employé dans les expériences précédentes, quand l'air est très-agité.

Le temps est couvert et froid; le vent assez faible, mais sans direction fixe. Quelquefois il est presque nul à l'une des stations, tandis qu'il est encore très-sensible à l'autre. Presque toujours il s'élève par rafales de très-courte durée, dont la direction varie continuellement.

Les deux pièces ne reçoivent encore qu'une charge de 250 gr. de poudre.

Le vent varie beaucoup d'intensité et de direction.

La double oscillation du pendule vaut 101,73 doubles vibrations du diapason.

Le temps est froid et brumeux; les thermomètres, sec et mouillé, du psychromètre montrent de faibles différences; on déduit, comme moyenne de leurs indications, $x = 5^{mm}12$, $\frac{x}{f} = 0{,}98$.

Numéro des bandes.	Canon A, Membrane B. $L = 1308^m41$.	Canon B, Membrane A. $L' = 1284^m28$.	Sommes des coups réciproques. $L+L' = 2592^m69$.	Températures observées. Station A.	Station B.
1	199,3	»	»	1°65	1°5
2	»	196,55	»	1,75	1,6
3	199,4	197,0	396,40	1,55	1,6
4	199,5	197,0	396,50	1,75	1,8
5	199,2	197,25	396,45	1,85	1,9
6	199,15	196,95	396,10	1,95	2,0
7	199,45	196,8	96,25	2,0	2,0
8	199,35	196,75	396,10	1,90	2,0
9	199,3	196,80	396,10	1,80	2,0
10	199,3	196,7	396,00	1,75	1,8
11	199,45	196,7	396,15	1,75	1,7
12	199,65	196,8	396,45	1,75	1,7
13	199,65	196,7	396,35	1,75	1,7
14	199,55	196,85	396,40	1,75	1,6
15	»	196,45	»	1,75	1,6
16	199,4	»	»	1,80	1,6
17	199,0	»	»	1,60	1,6
18	198,6	197,6	396,20	1,55	1,6
19	»	197,6	»	1,55	1,5
20	»	197,95	»	1,45	1,6
21	»	198,05	»	1,45	1,6
Moyennes =	199,33	197,03	396,27	1°72	1°71
$V =$	333^m88	331^m55	332^m79	Température moyenne admise = 1°72	
$V_0 =$	332,84	330,51	331,75		
$V'_0 =$	332,42	330,09	331,33		

Toutes les expériences de ce tableau ne sont pas réciproques, par suite des irrégularités du vent qui se renforçait quelquefois par de courtes rafales; c'était tantôt la membrane A, tantôt la membrane B qui était dérangée dans sa marque; néanmoins les expériences réciproques sont de beaucoup les plus nombreuses. On en déduit pour la vitesse du son dans l'air tranquille, sec et à 0° :

$$V'_0 = 331^m33.$$

On remarquera que les nombres de la colonne renfermant les sommes des coups réciproques ne présentent que des différences très-petites; cela tient à ce que le vent, quoique très-irrégulier, exerçait peu d'influence sur la vitesse de propagation pendant la courte durée d'une expérience par coups réciproques.

CINQUIÈME JOURNÉE (2 février 1864).

L'une des pièces reste, sans changement, à la station A, avec le cône A du petit modèle qui conserve la même place. On amène, au contraire, le second canon en E, à l'extrémité du polygone et auprès de la maison du garde de Saint-Cyr. A une certaine distance de la pièce E, on place un cône E, du grand modèle, c'est-à-dire ayant une ouverture de 0^m80 et une membrane de 0^m40. Ce cône est solidement monté sur un avant-train de canon; sa membrane est munie du petit système pendulaire, à disque percé, de la figure 7, planche III, comme la membrane plus petite A.

La membrane A est surveillée par le lieutenant Simon, qui commande le tir du canon A.

La membrane E est surveillée par M. Feltz, qui commande le tir de la pièce E.

Toutes ces dispositions n'ont pu être terminées que vers la fin de la journée, et l'on n'a pu tirer qu'un petit nombre de coups. Malheureusement, les premiers ont été nuls sur la membrane A, par suite d'une mauvaise communication.

Les canons sont chargés de 500 gr. de poudre.

Le vent est moyen; sa direction varie un peu, mais elle est à peu près perpendiculaire à la ligne de tir de E vers A.

Distance de la bouche du canon A à la membrane E... 2468m48
Distance de la bouche du canon E à la membrane A... 2422m81

Somme des deux distances = 4891m29

La double oscillation du pendule vaut 101,78 vibrations doubles du diapason.

Le temps est froid et brumeux; les thermomètres, sec et humide, du psychromètre ne montrent que de très-petites différences. On déduit de leurs indications $x = 5^{mm}60$, $\frac{x}{f} = 0{,}95$.

Numéro des bandes.	Canon A, Membrane E. L = 2468m48.	Canon E, Membrane A. L = 2422m81.	Somme des coups réciproques. L + L' = 4891m3.	Températures observées. Station A.	Station B.
1	377,85	»	»	3°8	4°0
2	377,9	»	»	3,4	3,6
3	377,8	»	»	3,7	3,6
4	379,0	»	»	3,4	3,4
5	377,9	367,3	745,2	3,4	3,3
6	377,9	367,2	745,1	3,4	3,3
Moyennes =	378,06	367,25	745,15	3,52	3,53
V =	332,29	335,73	334,05	Température moyenne	
V_0 =	330,16	333,60	331,90		adoptée 3°52
V'_0 =	329,70	333,14	331,46		

Ainsi, d'après les deux seuls coups réciproques que nous

avons recueillis dans cette journée, nous avons pour la vitesse de propagation du son dans l'air tranquille, sec et à 0° :

$$V'_0 = 331^m46.$$

SIXIÈME JOURNÉE (4 février).

Tout reste disposé comme pour les expériences de la cinquième journée; mais on installe en outre à la station C, auprès de la Ferme, un cône à membrane C, petit modèle, muni également d'un pendule à disque, et sur lequel on veut faire marquer l'onde venant latéralement du canon A. On se propose ainsi de reconnaître si le son qui se propage perpendiculairement à la ligne de tir montre la même vitesse que celui qui suit cette ligne. Mais la manœuvre de la membrane C présente de grandes difficultés à cause de sa petite distance du canon $A = 312^m5$. En effet, la membrane C ne peut pas être dans le circuit avant le tir de la pièce A, puisqu'elle empêcherait la marque du départ du coup; on doit l'y mettre immédiatement après le coup. Un brigadier d'artillerie, surveillant de la membrane C, est chargé de cette manœuvre délicate; il pousse son commutateur à l'instant même où il voit la sortie de la fumée. Malheureusement cela réussit rarement, parce que la manœuvre ne se fait pas assez vite.

Le temps est défavorable; vent très-fort et irrégulier, son intensité faiblit vers la fin. Sa direction est généralement de E vers A, mais obliquant cependant fréquemment, et d'une manière très-irrégulière. A la station E on entend à peine les coups du canon A.

La charge des canons est de 500 gr.

Les observations du psychromètre donnent, comme moyenne, $x = 4^{mm}50$, $\frac{x}{f} = 0,72$.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane C. L' = 312m50.	Canon A. Membrane E. L = 2468m48.	Canon E. Membrane A. L' = 2422m81.	Canons A et E. Sommes des coups réciproques. L + L' = 4891m29,	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station E.
1	48,0	»	362,9	»	3°9	3°6
2	47,9	384,6	362,7	747,30	3,9	3,6
3	47,9	383,6	363,45	747,05	4,7	4,0
4	»	382,8	363,66	746,46	4,7	4,1
5	»	382,3	364,50	746,80	4,8	4,3
6	»	379,15	364,0	743,15	»	4,2
7	»	»	363,9	»	4,2	»
8	»	»	364,2	»	»	4,2
9	»	381,6	363,3	744,90	4,6	4,2
10	»	381,9	364,0	745,90	4,7	4,3
11	»	376,7	366,2	742,90	4,8	4,3
12	»	379,27	366,1	745,37	4,8	4,2
13	»	379,1	366,3	745,40	4,8	4,2
14	»	»	366,4	»	4,7	4,1
15	47,5	»	366,4	»	4,7	4,1
16	»	»	366,0	»	4,8	4,1
17	»	»	366,15	»	4,8	4,1
18	»	379,0	365,7	744,70	4,8	4,2
19	»	379,4	366,1	745,50	4,8	4,2
Moyennes =	47,82	380,78	364,84	745,45	4°62	4°11
$V =$	332m63	329m97	338m01	333m98	Température adop-	
$V_0 =$	329,99	327,33	335,37	331,34		tée = 4°36
$V'_0 =$	329,62	326,96	335,00	330,97		

On constate, immédiatement, les grandes variations de direction et d'intensité du vent par le peu de concordance des

nombres inscrits dans la même colonne verticale. On trouve même de grandes différences dans les nombres de la colonne qui renferme les sommes des coups réciproques ; cela suffit pour prouver que l'on n'obtient pas, avec certitude, la vitesse du son dans l'air tranquille, en ajoutant les nombres qui se rapportent à deux coups réciproques. L'erreur, que l'on peut commettre, est probablement d'autant plus grande que le vent est plus fort et plus irrégulier.

Quoi qu'il en soit, en admettant le mode (page 487) que j'ai suivi pour éviter l'influence du vent par l'emploi des coups réciproques, on trouve par les expériences de cette journée que la vitesse du son, dans l'air tranquille, sec et à 0°, est :

$$V'_0 = 330^m97.$$

Cette vitesse est un peu plus faible que celle que nous avons trouvée les journées précédentes, mais pour celles-ci la distance parcourue était beaucoup moindre.

SEPTIÈME JOURNÉE (11 février 1864).

Tout reste disposé comme pour la sixième journée, mais on ne met en service que les deux membranes placées aux deux stations A et E. De plus, pour cette journée et pour toutes les suivantes, on adapte sur les membranes le petit pendule représenté (fig. 16 et 17, planche II).

Le temps est froid ; le vent assez fort, sa direction est à peu près celle de E vers A, c'est-à-dire suivant la ligne de tir, mais elle éprouve des oscillations continuelles ; son intensité est aussi très-variable.

La charge de poudre est de 500 grammes.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.

Les observations du psychromètre donnent, comme moyenne, $x = 5^{mm}0$, $\frac{x}{f} = 0,96$.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane E. L = 2468m48.	Canon E. Membrane A. L' = 2422m81.	Sommes des coups réciproques. L + L' = 4891m29.	Températures observées. Station A.	Station E.
1	»	365,4	»	2°0	1°7
2	383,3	365,75	749,05	2,0	1,7
3	382,9	»	»	1,9	1,7
4	382,1	366,4	748,50	1,9	1,7
5	»	365,9	»	1,9	1,7
6	381,3	367,5	748,80	1,8	1,6
7	»	367,7	»	1,8	1,6
8	381,8	367,1	748,90	1,9	1,6
9	381,2	368,4	749,60	1,9	1,6
10	»	367,3	»	1,7	1,4
11	381,9	367,1	749,0	1,7	1,4
12	382,5	366,75	749,25	1,8	1,4
13	382,1	367,15	749,25	1,8	1,5
14	382,6	366,5	749,10	1,8	1,5
15	»	366,4	»	1,9	1,5
16	382,1	366,3	748,40	1,9	1,5
17	382,3	366,4	748,70	1,9	1,5
18	382,5	365,8	748,30	1,9	1,6
19	382,3	366,3	748,60	1,9	1,6
20	382,0	366,7	748,70	2,0	1,6
21	382,0	367,0	749,0	1,9	1,5
22	382,1	366,5	748,60	2,0	1,5
Moyennes =	382,16	366,68	748,86	1°88	1°57
V =	328m78	336m32	332m46	Température admise = 1°72	
V_0 =	327,74	335,28	331,42		
V'_0 =	327,33	334,87	331,01		

La colonne des coups réciproques présente moins de variations que celle de la sixième journée ; c'est que le vent était

moins irrégulier et qu'il ne subissait pas des variations aussi brusques d'intensité.

La vitesse moyenne du son dans de l'air tranquille, sec et à 0°, est ici de 331m01.

HUITIÈME JOURNÉE (23 février 1864).

Les deux canons restent à la même place, mais on cherche à recueillir l'onde sur quatre membranes :

1° Sur la membrane A, placée auprès de la pièce A comme auparavant, et surveillée par le lieutenant Simon ;

2° Sur la membrane E, placée comme précédemment auprès du canon E, et surveillée par Feltz ;

3° Sur la membrane C placée auprès du bâtiment de la Ferme, et qui est surveillée par un brigadier d'artillerie ;

4° Sur une membrane D, du petit modèle, qui est installée à l'autre extrémité de l'avenue de Chevreuse, près de la maison du garde, et qui est surveillée par un autre brigadier.

Le canon A et les deux membranes C et D se trouvent sur le même tronçon CAD de la ligne télégraphique, de sorte qu'il faut prendre des précautions particulières pour que ces deux membranes puissent marquer les arrivées successives du son produit par le canon A, auquel elles sont uniquement destinées. C'est à l'aide des commutateurs, fixés sur les deux cônes à membrane, que l'on obtient ce résultat. Avant le tir de la pièce A, les deux membranes C et D sont hors de la ligne télégraphique ; celle-ci envoie seulement le courant électrique en passant par le fil métallique tendu devant la bouche du canon. Le coup rompt ce fil ; son départ est marqué

par l'appareil enregistreur sur la bande noircie. Aussitôt que le brigadier de la membrane C aperçoit la fumée, il pousse son commutateur et met sa membrane dans la ligne. Dès qu'il entend le coup, il pousse le commutateur en sens inverse pour sortir sa membrane de la ligne. Le brigadier qui dirige la membrane D fait des manœuvres semblables; mais il ne met sa membrane en ligne qu'une seconde environ après le moment où il a aperçu la fumée. Les autres manœuvres, qui se rapportent aux membranes A et E, sont faites par moi-même à l'aide du commutateur de mon cabinet d'expériences.

La direction du vent est moyennement $\alpha = 70°$ sur la girouette de la station A, mais elle change souvent; son intensité est également très-variable.

La double oscillation du pendule vaut 101,80 vibrations doubles du diapason.

On déduit des observations du psychromètre, comme moyenne, $x = 4^{mm}7$, $\frac{x}{f} = 0{,}91$.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane C. $l = 312^m50$.	Canon A. Membrane D. $l' = 749^m40$.	Canon E. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Somme des coups réciproques. $L + L' = 4891^m29$.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	48,7	»	376,75	»	»	1°8	1°5
2	48,4	113,0	376,8	»	»	1,7	1,5
3	»	113,6	377,3	»	»	1,7	1,5
4	48,45	113,0	377,0	372,0	749,0	1,7	1,5
5	48,55	113,55	376,6	373,2	749,8	1,6	1,4
6	47,9	113,5	376,3	372,3	748,6	1,6	1,4
7	»	113,2	377,1	»	»	1,6	1,3
8	»	114,0	378,0	372,0	750,0	1,6	1,3
9	»	113,5	377,7	372,0	749,7	1,6	1,3
Moyennes =	48,40	113,42	377,06	372,3	749,42	1°65	1°40
$V =$	328^m64	336^m31	333^m23	331^m24	332^m21	Température admise = 1°52	
$V_0 =$	327,72	335,39	332,31	330,32	331,29		
$V'_0 =$	327,34	335,01	331,93	329,94	330,91		

Ainsi, en combinant les coups réciproques qui ont marqué sur les deux membranes A et E, et pour lesquels le son parcourt à très-peu près la même étendue, on trouve pour la vitesse moyenne du son dans l'air sec à 0° :

$$V'_0 = 330^m91.$$

Les ondes partant du canon A, et qui vont marquer leur arrivée sur les deux membranes C et D, ont suivi des directions opposées : de A à C le vent est contraire, aussi la vitesse du son est-elle notablement moindre

$$V'_0 = 327^m34.$$

De A en D le vent est favorable, il augmente la vitesse qui devient

$$V'_0 = 335^m01.$$

Si l'on pouvait admettre que le vent conserve une direction constante, et qu'il a la même intensité dans tout l'espace compris entre les stations C et D, il est clair que l'on éliminerait l'influence du vent, en prenant la moyenne entre les deux vitesses obtenues pour un même coup de canon, lorsquè l'onde se propage dans deux directions rigoureusement opposées. Cette moyenne est ici 331^m17; elle diffère en effet très-peu de la moyenne $V'_0 = 330^m91$ que nous avons déduite dès nombres donnés par les coups réciproques.

NEUVIÈME JOURNÉE (2 mars 1864).

Les canons conservent leurs mêmes positions. On cherche à recueillir les ondes sur 5 membranes qui sont :

1° La membrane A du petit modèle, placée auprès du canon A, et destinée à marquer les ondes de la pièce E.

2° Un nouveau cône à membrane F du grand modèle, monté sur un avant-train de canon, et que l'on installe en F à l'extrémité du champ de manœuvre de la cavalerie. Cette membrane est destinée également à recueillir les ondes de la pièce E.

3° Le cône E, du grand modèle, placé auprès du canon E et recevant les ondes du canon A.

4° La membrane C, du petit modèle, auprès de la Ferme, ne fonctionnant que pour les ondes de la pièce A.

5° Enfin la membrane D, du petit modèle, auprès de la maison du garde de Chevreuse, qui ne marque également que les ondes de la pièce A.

Ainsi le coup de canon A marque, successivement, sur les membranes B, D et E. Le coup de canon E marque sur les membranes A et E.

Le vent est faible, mais d'une intensité très-variable, quelquefois nulle. Sa direction est à peu près perpendiculaire à la ligne du tir, allant de D vers C, mais aussi un peu de E vers A; l'angle α varie de 65 à 80°.

Le temps est couvert; d'après les indications des psychromètres, on admet comme moyenne $x = 8^{mm}0$, $\frac{x}{f} = 0{,}88$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane C. $l = 312^m50$.	Canon A. Membrane D. $l' = 749^m40$.	Canon A. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Canon E. Membrane F. $L'' = 3829^m3$.	Somme des coups réciproques. $L + L' = 4891^m3$.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	»	»	372,3	»	574,9	»	9°70	9°75
2	47,1	112,9	371,9	»	574,9	»	9,75	9,85
3	47,3	113,15	371,8	»	574,55	»	9,95	10,05
4	48,0	113,6	372,2	363,85	574,50	736,05	10,25	10,27
5	47,1	112,95	372,1	363,60	574,45	735,70	10,20	10,25
6	46,6	»	372,0	»	»	»	10,20	10,25
7	48,3	112,75	371,8	364,2	575,7	736,0	»	»
8	47,9	»	371,3	365,0	576,1	736,3	10,25	10,3
9	46,55	113,25	371,7	»	»	»	10,20	10,25
10	46,9	113,4	371,6	»	»	»	9,9	10,25
11	46,6	113,9	372,3	363,7	574,8	736,0	10,0	10,35
12	46,6	113,3	373,0	»	»	»	9,6	10,25
13	46,8	113,5	372,7	363,9	573,9	736,6	9,45	10,00
14	46,5	113,6	373,0	363,5	574,4	736,5	9,3	9,75
15	47,0	113,6	373,4	»	»	»	9,20	9,45
16	46,7	»	372,7	»	»	»	9,20	9,40
17	47,0	113,45	372,8	»	»	»	9,15	9,45
18	47,25	»	373,25	364,5	576,4	737,75	9,15	9,45
19	47,10	113,2	372,7	364,0	576,0	736,7	9,15	9,40
Moyennes =	47,07	113,32	372,34	364,03	575,05	736,40	9°68	9°89
$V =$	337^m60	336^m28	337^m12	338^m43	338^m61	337^m76	Température moyenne	
$V_0 =$	331,70	330,40	331,22	332,53	332,71	331,86	admise = 9°78	
$V'_0 =$	331,05	329,75	330,57	331,88	332,06	331,21		

La colonne de la somme des coups réciproques ne présente que des variations faibles, cela tient surtout à ce que la direction du vent était presque perpendiculaire à la ligne de tir.

La vitesse moyenne donnée par les coups réciproques, dans l'air tranquille, sec et à 0°, est donc 331ᵐ21.

Le coup de canon E a marqué, successivement, sur les deux membranes A et F, en suivant sensiblement la même direction. Or nous trouvons dans le tableau précédent :

Membrane A, L' = 2422ᵐ81, vitesse dans l'air sec à 0° = 331ᵐ88.
Membrane F, L'' = 3829ᵐ30, vitesse dans l'air sec à 0° = 332ᵐ06.

Ces deux vitesses diffèrent à peine; la seconde qui se rapporte cependant à un plus grand espace parcouru, est sensiblement plus forte. Le contraire aurait dû se présenter puisque l'onde arrive en F beaucoup plus affaiblie qu'en A. Cela tient probablement à ce que le vent, à ce moment, avait plus d'intensité dans le champ de manœuvre de la cavalerie que dans le polygone de l'artillerie.

DIXIÈME JOURNÉE (17 mars).

Les canons conservent leur emplacement, mais on ne met en service que les trois cônes à membrane A, E et F. On se propose de faire marquer par la membrane F les coups des deux canons A et E; mais, par suite de l'intensité du vent et de sa direction défavorable, la membrane F marque rarement l'arrivée de l'onde qui lui vient du canon E.

Le temps est très-beau, ciel pur et soleil brillant; mais il fait beaucoup de vent. La direction du vent est, à peu près, celle de la ligne de tir de A vers E, mais cette direction est loin d'être constante: l'angle α varie de 340 à 360° à la station A. L'intensité du vent est également très-variable.

Les observations du psychromètre donnent, comme moyenne, $x = 5^{mm}80$, $\frac{x}{f} = 0,77$.

La double oscillation du pendule vaut 101,76 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane F. $l'' = 1447^m4$.	Canon A. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m8$.	Canon E. Membrane F. $L'' = 3829^m8$.	Sommes des coups réciproques. $L + L' = 4891^m8$.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	223,40	»	377,1	594,4	»	9°0	8°0
2	223,0	368,1	372,2	»	740,3	9,0	7,9
3	224,05	368,55	372,4	»	740,95	9,1	7,9
4	223,90	367,0	373,0	»	740,0	9,0	7,8
5	223,2	»	»	590,1	»	9,0	7,8
6	»	368,0	372,0	»	740,0	9,2	7,9
7	223,0	368,2	371,55	»	739,75	9,6	7,9
8	222,7	364,9	374,1	»	739,0	10,0	8,1
9	222,5	368,5	»	589,1	»	9,7	8,0
10	222,9	369,0	371,4	»	740,4	9,6	8,0
11	223,7	368,6	373,75	»	742,35	9,4	7,7
12	222,9	367,4	374,3	»	741,70	9,4	7,7
13	»	367,0	»	588,4	»	9,2	7,6
14	223,5	368,1	371,8	»	739,90	9,0	7,6
15	222,5	366,8	374,65	»	741,45	9,0	7,6
16	»	368,0	370,50	»	739,30	8,9	7,5
17	222,1	367,4	371,8	581,0	739,20	8,8	7,5
18	221,7	368,2	371,2	»	739,40	8,7	7,5
19	»	367,5	372,0	»	739,50	8,7	7,5
20	223,4	366,9	374,0	»	740,90	8,6	7,5
21	222,5	»	371,5	»	»	8,6	7,4
22	222,6	367,3	373,95	»	741,25	8,5	7,4
23	223,4	366,7	374,6	»	741,30	8,4	7,3
24	»	366,5	372,4	»	738,90	8,4	7,2
Moyennes =	223,0	367,55	372,87	588,6	740,29	9°03	7°68
$V =$	330^m24	341^m72	330^m60	331^m01	336^m18	Moyenne adoptée = 8°35	
$V_0 =$	325,21	336,69	325,57	325,98	331,15		
$V'_0 =$	324,74	336,22	325,10	325,51	330,68		

On reconnaît facilement dans ce tableau les variations con-

sidérables que le vent subit dans son intensité; elles se manifestent par les grandes différences que l'on observe dans les nombres qui composent une même colonne verticale. Le changement de direction y contribue aussi, mais cette fois pour une moindre proportion.

Les coups réciproques entre les stations A et E donnent pour la vitesse du son dans l'air tranquille, sec et à o°, $V'_0 = 330^m68$. Les sommes des valeurs données par les coups réciproques, entre les stations A et E, présentent aussi de grandes différences, qui prouvent suffisamment les variations très-brusques d'intensité et de direction du vent. Il est impossible d'en tenir compte par aucune méthode de calcul ou d'observation; on ne peut espérer en faire disparaître l'influence qu'en multipliant les observations ainsi que j'ai cherché à le faire dans la méthode que j'ai adoptée; on peut espérer alors que les erreurs, en plus ou en moins, s'annuleront sensiblement dans la moyenne générale.

La membrane F de l'extrémité du champ de manœuvre de la cavalerie marquait, à la fois, les coups du canon A, dont la direction du tir était précisément opposée à celle que devait suivre l'onde sonore pour arriver en F, et les marques du canon E qui tirait, au contraire, vers la membrane F. On a trouvé :

Pour l'onde venant de A, vitesse dans l'air sec à o°, $V'_0 = 324^m74$;
Pour celle qui vient du canon E, d° $V'_0 = 325^m51$.

Le vent les contrarie toutes deux ; les deux vitesses sont peu différentes. Il est possible que la différence provienne de ce que l'onde du canon A suit une direction inverse de celle

du tir; mais on ne peut pas l'affirmer à cause de l'influence si variable du vent.

Le coup de canon E donne sur la membrane A une onde qui suit cette même direction; on trouve pour cette onde :

$$V'_0 = 325^m10;$$

c'est une moyenne entre les deux vitesses que nous venons d'inscrire.

Enfin, la membrane E reçoit l'onde du coup de canon A, le vent favorisant sa propagation, tandis que la membrane F reçoit la même onde sensiblement dans le sens inverse, c'est-à-dire avec le vent contraire. Or la moyenne entre les deux vitesses 324,74 et 336,22 est 330^m48, nombre qui diffère bien peu de 330^m68 que nous avons trouvé pour les coups réciproques entre A et E.

ONZIÈME JOURNÉE (22 mars).

Les canons et les membranes sont disposés comme ils l'étaient pour la onzième journée.

Le temps est froid et humide. Le vent est moyen, mais il se renforce quelquefois; sa direction est à peu près perpendiculaire à la ligne de tir, de C vers D.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Les psychromètres donnent, comme moyenne, $x = 6^{mm}7$, $\frac{x}{f} = 0{,}94$.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane F. $l'' = 1447^m39$.	Canon A. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Canon E. Membrane F. $L'' = 3829^m3$.	Sommes des ondes provenant des coups réciproques. $L + L' = 4891^m29$.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	220,3	377,5	364,9	579,5	742,4	6°6	6°3
2	»	»	365,6	»	»	6,6	6,3
3	»	376,9	365,6	579,4	742,5	6,7	6,3
4	219,7	377,0	365,5	579,8	742,5	6,7	6,3
5	219,9	377,1	365,6	579,4	742,7	6,7	6,3
6	»	377,2	365,6	579,4	742,8	6,8	6,3
7	219,6	376,9	365,4	579,3	742,3	6,8	6,3
8	219,45	377,45	365,5	579,0	742,95	6,7	6,2
9	220,1	377,8	365,5	579,4	743,3	6,6	6,2
10	219,5	377,2	365,5	579,5	742,7	6,5	6,3
11	219,6	377,1	365,7	579,4	742,8	6,5	6,3
12	219,8	»	365,8	579,3	»	6,4	6,2
13	219,5	377,4	365,3	578,9	742,7	6,4	6,2
14	»	377,3	365,4	579,0	742,7	6,4	6,2
15	219,3	377,4	365,2	578,9	742,6	6,5	6,0
16	219,6	377,15	365,4	579,3	742,55	6,5	6,0
17	219,75	377,05	365,75	579,25	742,80	6,4	6,0
18	219,8	377,1	365,65	579,05	742,75	6,4	6,0
19	218,9	»	365,25	579,15	»	6,4	6,0
20	»	377,0	365,4	579,0	742,4	6,4	6,0
21	219,5	377,2	365,6	579,2	742,8	6,4	6,0
22	219,25	377,15	365,8	579,1	742,95	6,4	6,0
Moyennes =	219,62	377,20	365,49	579,31	742,69	6°54	6°16
$V =$	335^m12	332^m97	337^m08	336^m12	334^m89	Moyenne admise = 6°35	
$V_0 =$	331,29	329,14	333,24	332,29	331,07		
$V'_0 =$	330,74	328,59	332,69	331,74	330,52		

Comme la direction du vent reste constamment presque perpendiculaire à la ligne de tir, on trouve très-peu de variations dans les nombres qui composent la colonne des coups réciproques.

Les coups réciproques donnent pour la vitesse de propagation du son dans l'air tranquille, sec et à 0°

$$V'_0 = 330^m52.$$

DOUZIÈME JOURNÉE (12 avril).

Toutes les dispositions restent les mêmes que dans la journée précédente. Les expériences préliminaires avant le tir avaient montré que toutes les communications étaient bonnes et que l'on pouvait marcher avec toute confiance. Mais il est survenu pendant le tir, à notre insu, un accident qui a rendu très-mauvaise la communication du canon E avec la terre, de sorte qu'après un certain nombre de coups les marques de la membrane E ont manqué complétement, ainsi que les départs du canon E; cela a fait perdre la plupart des marques des membranes A et F. On aurait dû s'apercevoir de l'accident à la station E; malheureusement il n'en fut rien, et moi-même je ne l'ai reconnu qu'à la fin du tir, en examinant les bandes fixées.

Le vent n'est pas fort, mais changeant continuellement de direction. Au commencement du tir il se dirigeait à peu près de A vers E, puis il a tourné de D vers E; son intensité change aussi continuellement.

Des observations des psychromètres on tire une moyenne $x = 7^{mm}23$, $\frac{x}{f} = 0,51$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane F. $l'' = 1447^m39$.	Canon A. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Canon E. Membrane F. $L'' = 3829^m3$.	Somme des coups réciproques.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	218,2	»	»	»	»	18°5	16°7
2	216,85	363,15	365,3	576,1	728,45	18,0	16,7
3	216,95	365,4	»	»	»	17,55	16,8
4	216,50	»	362,6	»	»	17,40	16,8
5	217,20	366,4	362,3	»	728,7	18,45	16,9
6	218,20	»	»	»	»	18,7	16,8
7	218,45	»	»	»	»	18,9	17,4
8	218,25	»	»	»	»	19,4	17,4
9	217,00	»	»	»	»	19,6	17,4
10	217,20	»	363,4	574,9	»	18,3	17,2
11	217,35	»	»	»	»	18,9	17,1
12	218,50	»	»	»	»	19,2	17,1
13	218,90	365,0	»	»	»	20,1	17,0
14	218,30	»	363,95	576,45	»	19,45	17,1
15	217,85	»	364,9	»	»	19,45	17,2
16	217,90	»	364,6	576,6	»	18,45	17,4
17	217,30	»	364,45	576,6	»	17,45	17,8
18	217,00	»	»	»	»	17,0	17,7
19	218,05	»	»	»	»	17,0	17,4
20	218,00	»	»	»	»	17,6	17,0
21	218,00	»	»	»	»	18,7	16,4
22	217,95	»	»	»	»	19,7	16,4
23	218,00	»	»	»	»	18,7	16,8
24	218,40	»	363,35	578,1	»	17,7	17,1
25	219,00	»	»	»	»	17,1	17,3
Moyennes	= 217,81	365,00	363,87	576,46	728,57	18°45	17°07
V	= 337^m91	344^m10	338^m70	337^m98	341^m59	Moyenne adoptée = 17°76	
V_0	= 327,29	333,48	328,08	327,36	330,97		
V'_0	= 326,70	332,89	327,49	326,77	330,38		

Par suite du défaut de communication que j'ai signalé, on ne trouve que les marques de deux coups réciproques dans

ce tableau; ils donnent pour la vitesse du son dans l'air sec, tranquille, et à 0° :

$$V'_0 = 330^{m}38.$$

On ne peut attacher qu'une valeur secondaire à ce résultat parce qu'il s'appuie sur un trop petit nombre d'expériences.

TREIZIÈME JOURNÉE (21 avril).

Toutes les dispositions restent les mêmes que pour les journées précédentes; mais on ne cherche à utiliser la membrane F que pour l'onde qui est produite par le coup de canon E.

Le vent est extrêmement variable, surtout comme intensité; sa direction est à peu près suivant la ligne de tir, de A vers E. Par moments le vent est presque nul; d'autres fois il se manifeste subitement par de violentes rafales qui ne durent que quelques instants. Ces conditions sont très-fâcheuses pour l'exactitude des expériences; les rafales subites agitent vivement la membrane A et l'empêchent le plus souvent de marquer. La membrane F du fond du champ de manœuvre de la cavalerie ne marque jamais l'arrivée de l'onde du canon E, parce que le vent éteint le son.

D'après les observations des psychromètres, on admet comme moyenne $x = 5^{mm}39$, $\frac{x}{f} = 0,37$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations doubles du diapason.

Numero des bandes.	Canon A. Membrane E. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Somme des coups réciproques. $L + L' = 4891^m3$.	Températures observées. Station A.	Station B.
1	364,5	361,15	725,65	18°9	18°0
2	363,1	»	»	18,8	18,2
3	»	356,85	»	»	»
4	365,05	»	»	18,7	18,0
5	364,1	362,75	726,85	18,8	18,4
6	361,7	»	»	18,6	18,1
7	361,95	362,28	724,23	17,8	17,0
8	365,0	»	»	17,9	17,0
9	362,6	»	»	17,9	16,9
10	364,5	»	»	17,7	16,8
11	361,3	363,85	725,15	17,6	16,8
12	363,05	»	»	17,3	16,8
13	361,4	»	»	17,4	16,8
14	364,9	»	»	17,2	16,4
15	365,9	362,0	727,9	17,2	16,2
16	362,4	»	»	17,1	16,2
17	362,85	»	»	16,9	16,2
18	363,4	»	»	16,8	16,2
19	365,0	»	»	16,8	16,3
Moyennes =	363,48	363,15	725,96	17°74	17°02
V =	345^m34	339^m25	342^m61	Moyenne admise = 17°38	
V_0 =	334,91	328,22	332,18		
V'_0 =	334,47	327,78	331,74		

Les variations continuelles, et sans ordre, que le vent subit dans son intensité et dans sa direction pendant cette journée, se montrent clairement dans les nombres des colonnes 2 et 3, qui changent brusquement de quantités con-

sidérables. Les nombres qui représentent les sommes des coups réciproques montrent aussi de grandes différences; cela prouve que le vent varie notablement, même dans le court intervalle de temps employé aux deux coups réciproques. Par suite du vent contraire, la membrane A marque rarement les coups du canon E, et l'on peut à peine espérer que la moyenne générale, déduite d'un si petit nombre d'expériences réciproques, soit débarrassée des erreurs des expériences individuelles.

QUATORZIÈME JOURNÉE (24 avril).

Les dispositions restent les mêmes que les jours précédents.

Le temps est très beau, le ciel pur. Le vent est de force moyenne, mais sa direction change continuellement; elle est généralement de A vers E, mais souvent elle tourne jusqu'à aller de D vers E. De mon cabinet d'expériences j'entendais à peine les coups du canon E; à cause de cela je n'ai pas mis en service la membrane F du champ de cavalerie; il y avait peu d'espoir d'en avoir des marques avec un vent précisément opposé.

D'après les observations des psychromètres, on admet comme moyenne $x = 7^{mm}2$, $\frac{x}{f} = 0,42$.

La double oscillation du pendule équivaut à 101,80 doubles vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane E. L = 2468m48.	Canon E. Membrane A. L' = 2422m81	Sommes des ondes des coups réciproques. L + L' = 4891m29.	Températures observées. Station A.	Station B.
1	363,75	»	»	20°6	19°8
2	363,5	361,0	724,5	20,6	19,6
3	362,6	360,7	723,3	20,4	19,4
4	363,1	362,8	725,9	20,9	19,6
5	»	362,85	»	20,4	19,9
6	363,05	364,15	727,20	20,5	19,4
7	363,85	364,75	728,60	20,8	19,5
8	361,9	»	»	20,8	19,7
9	363,1	362,4	725,50	20,5	19,8
10	362,7	365,9	728,60	20,8	19,6
11	361,6	»	»	20,7	»
12	»	362,6	»	20,4	20,2
13	361,25	362,0	723,25	20,4	19,6
14	362,7	363,1	725,80	20,7	19,5
15	361,95	363,25	725,20	20,6	19,8
16	362,1	362,9	725,00	20,8	19,8
17	363,6	362,0	725,60	20,8	19,4
18	364,1	360,9	725,00	21,0	19,7
19	363,7	»	»	20,8	19,8
20	362,5	363,4	725,90	20,8	19,6
21	361,7	363,9	725,60	21,1	19,7
22	362,4	»	»	20,9	19,6
23	363,1	363,6	726,70	21,0	19,8
24	363,0	»	»	21,0	20,0
25	363,7	362,0	725,70	21,0	20,1
26	363,5	»	»	21,0	19,8
27	363,0	363,15	726,15	20,9	19,6
28	362,5	362,95	725,45	21,0	19,4
29	362,2	363,95	726,15	21,0	19,6
30	363,0	362,8	725,80	20,9	19,4
31	361,9	363,85	725,75	21,0	19,
32	363,4	362,8	726,20	20,9	19,4
33	362,4	363,3	725,70	21,1	19,4
34	362,65	362,45	725,10	20,9	19,1
35	361,5	»	»	20,6	19,4
36	361,35	364,50	725,85	21,7	19,3
37	361,3	»	»	20,5	19,4
Moyennes =	362,67	363,00	725,75	20°81	19°61
V =	346m11	339m39	342m71	Moyenne admise = 20°21	
V_0 =	334,07	327,35	330,67		
V'_0 =	333,47	326,76	330,08		

Malgré la direction contraire du vent, la membrane A a

marqué presque tous les coups du canon E; ainsi nous avons ici un grand nombre de coups réciproques. Malheureusement, les sommes des nombres appartenant aux coups réciproques présentent encore des variations assez considérables; cela tient aux changements notables que la direction et l'intensité du vent subissaient même pendant la durée si courte d'une expérience par coups réciproques.

QUINZIÈME JOURNÉE (26 avril).

Mêmes dispositions que pour les jours précédents.

Le temps est très-beau, vent faible de A vers C, obliquant un peu à gauche vers la butte. Les trois membranes A, C, E sont disposées pour marquer les arrivées des ondes.

La température change de 21°,0 à 22°,6. La moyenne de toutes les températures observées est 21°,77; je suppose qu'elle est restée constante pendant toute la durée des expériences.

D'après l'observation des psychromètres aux deux stations, on admet comme moyenne $x = 7^{mm}62$, $\frac{x}{f} = 0{,}39$.

La double oscillation du pendule vaut 101,70 vibrations du diapason.

Numéro des bandes.	Canon A. Membrane E. $l = 1447^m4$.	Canon A. Membrane C. $L = 2468^m48$.	Canon E. Membrane A. $L' = 2422^m81$.	Canon E. Membrane F. $L'' = 3829^m3$.	Somme des ondes provenant des coups réciproques. $L + L' = 4891^m29$.	Températures observées. Station A.	Températures observées. Station B.
1	214,4	364,6	358,35	566,9	722,95	21°0	20°7
2	214,3	364,25	358,2	566,4	722,45	21,4	21,0
3	214,05	364,45	358,0	566,15	722,45	21,6	21,2
4	213,9	364,45	357,8	565,95	722,25	21,4	21,0
5	214,0	364,5	357,9	566,5	722,40	»	21,0
6	214,0	364,25	357,9	566,2	722,15	21,4	»
7	214,35	»	358,05	»	»	21,4	»
8	214,5	364,1	357,7	»	721,80	21,4	21,0
9	214,8	364,1	358,2	566,7	722,30	»	21,0
10	214,4	363,6	358,15	567,0	721,75	21,6	21,2
11	214,35	363,45	358,7	567,25	722,15	21,8	21,3
12	214,5	363,5	358,45	566,95	721,95	22,1	21,8
13	214,65	363,65	358,45	»	722,10	22,2	22,0
14	214,4	363,9	359,25	567,8	723,15	22,2	»
15	214,3	363,85	358,50	567,05	722,35	»	22,0
16	214,1	363,5	358,50	»	722,00	22,1	21,8
17	214,5	»	357,6	566,2	»	21,8	21,4
18	214,90	363,95	357,45	568,55	721,40	22,1	21,6
19	214,50	363,35	357,25	»	720,55	22,0	21,6
20	214,90	364,05	357,50	566,05	721,55	22,1	21,6
21	214,2	363,5	357,50	568,8	721,00	22,1	21,7
22	214,8	363,35	357,85	»	721,20	22,2	21,8
23	214,5	363,55	357,75	»	721,30	22,3	21,9
24	214,7	363,3	357,55	»	720,85	22,3	22,0
25	214,4	363,4	357,4	566,0	720,80	22,2	21,8
26	214,0	363,5	»	»	»	22,2	21,8
27	213,8	364,0	356,8	564,3	720,80	22,2	21,6
28	213,5	363,2	357,8	565,1	721,00	21,8	21,5
29	213,1	362,55	358,0	565,5	720,55	21,9	21,5
30	213,8	362,5	358,4	566,3	720,90	22,6	22,1
31	213,7	362,55	358,35	566,3	720,90	22,2	22,0
32	213,85	»	358,95	»	»	22,2	21,8
33	214,2	361,95	358,7	566,95	720,65	22,3	21,9
34	213,95	362,05	358,3	566,30	720,35	22,0	21,7
35	213,8	»	357,5	»	»	22,0	21,7
36	214,0	363,0	357,35	565,0	720,35	22,1	21,7
37	214,2	363,5	357,5	565,3	721,00	22,1	21,7
38	213,9	363,5	357,35	565,35	720,85	22,0	21,7
39	213,5	363,5	357,3	564,8	720,80	22,0	21,6
40	213,7	»	355,8	563,8	»	21,8	21,5
Moyennes =	213,93	363,55	357,89	566,25	721,50	Moy = 21°94	21°57
$V =$	344^m24	345^m47	344^m24	343^m87	344^m73	Moyenne admise = 21°77	
$V_0 =$	331,13	332,36	331,13	330,73	331,73		
$V'_0 =$	330,61	331,74	330,61	330,11	331,11		

Dans cette journée, la plupart des coups réciproques ont marqué, mais les sommes des nombres qui leur correspon-

dent présentent encore des variations assez grandes, savoir de 720,35 à 723,15. Je ferai même remarquer que ces sommes sont généralement plus grandes pour les vingt premières bandes que pour les vingt dernières. Ainsi on trouve

Pour moyenne des 20 premières 722,09 avec une température moyenne de 21°54
Pour moyenne des 20 dernières 720,83 avec la temperature moyenne de 21°99

On déduit de là pour la vitesse de l'onde dans l'air sec et à 0°

Comme moyenne des 20 premières bandes...... $V'_0 = 330^m97$
Comme moyenne des 20 dernières............ $V'_0 = 331,29$

Tandis que

La moyenne générale des expériences de la journée est.................................. $V'_0 = 331,11$

Les différences entre ces trois nombres ne sont pas considérables, mais elles ne sont cependant pas négligeables. En tous cas, elles prouvent que, par notre méthode de déduire la vitesse dans l'air libre et tranquille, de deux expériences faites par coups réciproques dans l'air agité, nous n'éliminons pas exactement l'influence du vent.

Résumé des expériences sur la vitesse de propagation d'une onde sonore dans l'air libre.

Les tableaux qui précèdent renferment les résultats que j'ai obtenus avec 590 coups de canon efficaces. Presque tous ces coups étaient dirigés de façon à être réciproques deux à deux ; mais souvent, par suite de l'action contraire des vents, quelquefois par un dérangement survenu dans les conducteurs métalliques, l'une des deux membranes n'a pas marqué l'arrivée du coup envoyé par le canon opposé, de sorte que nous n'avons réellement que les résultats fournis par 334 coups réciproques deux à deux, c'est-à-dire 167 déterminations de la vitesse moyenne de propagation d'une même onde qui suit le même trajet, deux fois de suite mais en sens opposés, et dans un intervalle de temps qui ne dépasse pas 23 secondes.

Nous avons supposé dans nos calculs que, pendant ces 23 secondes, le vent avait la même direction et la même intensité sur toute l'étendue du polygone; de plus que la température moyenne des couches d'air traversées par l'onde sonore était celle que l'on obtient en prenant la moyenne entre les indications données par les thermomètres aux deux stations extrêmes. Lorsque ces dernières conditions sont rigoureusement remplies, on peut admettre que le vent n'a exercé aucune influence sur la vitesse de propagation, telle qu'on la déduit des deux expériences réciproques; cette vitesse étant calculée, d'après la formule (4) page 7.

Je n'admettrai que les résultats donnés par les coups réciproques efficaces. Je les placerai dans deux tableaux séparés.

Le premier tableau contient les expériences de la deuxième et de la quatrième journée. Les canons sont chargés seulement de 250 grammes de poudre; la somme des distances de chaque canon à la membrane qui lui correspond est :

Pour la deuxième journée $1265,70 + 1264,80 = 2530^{m}5$;
Pour la quatrième journée $1308,41 + 1284,28 = 2592^{m}69$.

Le second tableau contient les expériences de toutes les autres journées, où la charge des pièces est de 500 grammes de poudre. La somme des distances de chaque canon à la membrane correspondante est

$$2468,48 + 2422,81 = 4891^{m}3.$$

Premier tableau.

Charge de poudre = $250^{gr}0$.

SOMME des distances L + L'.	TEMPÉRATURE Moyenne.	f'	VENT Direction.	VENT Intensité.	VITESSE V'_0 CALCULÉE pour l'air tranquille, sec et à 0°.	NOMBRE des coups réciproques.
$2530^{m}50$	8°10	$5^{mm}93$	Perpendiculaire à la ligne du tir.	Fort.	$331^{m}48$	5
2502,72	1,72	5,12	Très-variable.	Faible.	331,33	13
					Moyenne = 331,40	

La moyenne de ce tableau, si l'on donne la même importance à la série de chaque jour, est pour la vitesse dans l'air tranquille, sec, et à la température de 0°

$$V'_0 = 331^{m}40$$

Mais si l'on remarque que la seconde série se compose de 13 déterminations, tandis que la première n'en contient que 5, on peut penser qu'il serait plus exact de prendre la moyenne générale en donnant à chaque expérience individuelle sa valeur réelle. On trouve alors comme moyenne

$$V'_0 = 331^m37,$$

mais qui ne diffère pas sensiblement de la précédente.

Second tableau.

Charge de poudre = $0^{gr}500$.

SOMME des distances L + L'.	TEMPÉRATURE moyenne.	f'	VENT Direction.	VENT Intensité.	VITESSE V'_0 CALCULÉE pour l'air tranquille, sec et à 0°.	NOMBRE des coups réciproques.
4891^m3	3°52	$5^{mm}60$	Perpendiculaire.	Vent moyen.	331^m46	2
»	4,36	4,50	Suivant le tir.	Fort et irrégulier.	330,97	12
»	1,72	5,00	d°	Très-variable.	331,01	16
»	1,52	4,70	d°	d°	330,91	5
»	9,78	8,00	Perpendiculaire.	d°	331,21	9
»	8,35	5,80	Suivant le tir.	d°	330,68	19
»	6,35	6,70	Perpendiculaire.	Moyen.	330,52	19
»	17,76	7,23	Suivant le tir.	d°	330,38	2
»	17,38	5,39	d°	Très-variable.	331,74	5
»	20,21	7,20	d°	Moyen.	330,08	26
»	21,77	7,62	d°	d°	331,11	3
					Moyenne = 330^m91	

Si l'on donne à chaque série la même importance, sans tenir compte du nombre des expériences individuelles qui la

composent, on a pour la vitesse de propagation dans l'air tranquille, sec, et à 0°

$$V'_0 = 330^m91.$$

Mais le nombre des expériences individuelles de chacune de ces séries est très-différent, car il varie de 2 à 34. Or, d'après la théorie des coups réciproques, chaque expérience partielle doit avoir la même valeur; on doit donc compter la vitesse moyenne d'après ce dernier principe, et l'on trouve alors une valeur un peu plus faible,

$$V'_0 = 330^m71.$$

Telle serait la vitesse de propagation de l'onde dans l'air libre, mais tranquille, sec et à la température de 0°. Elle est sensiblement moindre que celle $= 331^m37$ que le premier tableau nous a donnée. Il est vrai que le chemin parcouru dans les expériences du premier tableau n'était que la moitié de celui des expériences du second tableau; mais la charge de poudre étant moitié moindre, l'onde initiale était nécessairement plus faible.

Pour toutes les expériences du second tableau, les canons reçoivent la même charge de poudre, le chemin parcouru reste constant; les seules variations qu'on y reconnaît proviennent du vent et de la température de l'air. Si nos moyens de correction pour détruire l'influence du vent et celle de la température étaient toujours efficaces, les vitesses V'_0 de notre tableau devraient être les mêmes, comme cela arrive pour nos expériences dans les conduites de même section.

Or elles varient ici de 330^m08 à 331^m74 ; cette grande différence est certainement due à l'influence du vent qui varie souvent, d'une manière tellement capricieuse, qu'on ne la fait pas disparaître par la méthode des coups réciproques.

Une autre cause contribue d'ailleurs à troubler les résultats : la direction du vent et son intensité influent considérablement sur l'intensité des ondes. Si le vent est fort, l'onde qui suit la même direction perd moins rapidement son intensité dans le parcours; mais quand l'onde marche en sens contraire du vent, son intensité est bientôt complétement détruite. Les deux effets, l'augmentation dans le premier cas, la diminution dans le second, sont loin d'être égaux. L'intensité moyenne des deux ondes données par deux coups réciproques n'est donc pas nécessairement la même dans les diverses journées, bien que la charge de poudre soit toujours la même, et l'on trouvera des vitesses de propagation sensiblement différentes, uniquement parce que l'intensité moyenne des deux ondes données par les coups réciproques varie selon la direction et l'intensité du vent.

Pour annuler, par la méthode des coups réciproques, l'influence du vent sur la propagation des ondes dans l'air libre, il faut que le vent possède, rigoureusement, entre les stations extrêmes la même direction et la même intensité pendant toute la durée de l'expérience. Mais s'il en est ainsi, on peut obtenir le même résultat avec un seul coup de canon, et de plus éviter l'effet du transport de l'air suivant la direction du tir. Supposons, en effet, que le canon soit placé au milieu de la ligne qui joint les deux stations A et B, où l'on a placé des cônes à membrane commu-

niquant avec la ligne télégraphique. L'axe du canon étant perpendiculaire à la ligne qui joint les deux stations, la force de projection de la poudre sera sans effet sur la propagation des ondes suivant cette ligne. Quant à l'action du vent, si elle accélère la vitesse de propagation vers l'une des stations, elle la diminuera de la même quantité vers la seconde station. On éliminera l'effet du vent en prenant la moyenne entre les vitesses que l'on trouve pour les ondes provenant d'un même coup et allant aux deux stations, ou, plus exactement, en calculant la vitesse dans l'air tranquille d'après la formule (4) de la page 482, car, dans notre hypothèse, il n'y aura aucune difficulté pour connaître la direction constante du vent.

Afin que le même marqueur puisse inscrire les arrivées des ondes sur les deux membranes, on placera ces membranes à des distances un peu différentes du canon, afin que l'expérimentateur du cabinet d'expériences puisse, à l'aide du commutateur, les mettre l'une après l'autre en communication avec la ligne télégraphique. Dans ce cas, on tiendra compte de la différence des chemins parcourus dans le calcul de la vitesse dans l'air tranquille.

J'ai tenté, à plusieurs reprises, des expériences par cette nouvelle méthode au polygone de Satory, mais j'ai toujours été découragé par les grandes différences que je trouvais entre les observations simultanées que l'on notait au moment de l'arrivée du coup, sur deux girouettes placées au milieu de la distance qui sépare le canon de chacune des stations. Mon intention était aussi de remplacer le tir du canon par celui d'un petit mortier tirant verticalement, ou par l'explosion de boîtes d'artifice éclatant à l'air libre ; mais

je ne suis pas parvenu à faire les installations nécessaires.

On est conduit naturellement à penser que c'est dans les journées, où la direction du vent est sensiblement perpendiculaire à la ligne de tir, que l'on doit obtenir les valeurs de V'_0 les plus concordantes. Or le second tableau montre trois séries qui ont été prises dans ces conditions; elles ont donné pour V'_0

331^{m}46
331,21
330,52

Moyenne = 331,06

Mais ces valeurs diffèrent encore notablement les unes des autres.

Quoi qu'il en soit, comme je ne vois aucune raison plausible pour donner la préférence à l'une quelconque des valeurs de V'_0 du second tableau; j'adopte la moyenne générale de toutes les expériences individuelles, savoir :

$$V'_0 = 330^m71.$$

Cette valeur est un peu plus forte que celle

$$V'_0 = 330^m6$$

que nous avons trouvée pour la *vitesse moyenne limite*, dans nos tuyaux de 1^{m}10. Cela ne doit pas surprendre; car, au moment où l'onde marque sur la membrane dans nos expériences à l'air libre, elle a encore beaucoup plus d'in-

tensité que lorsqu'elle fait sa dernière marque sur les membranes de nos conduites.

La température de l'air a varié depuis 1°5 jusqu'à 21°8 dans nos expériences sur le polygone de Satory. Comme les différences que présentent les vitesses V'_0 dans les diverses séries ne sont nullement en rapport avec les différences de température, on peut en conclure que nous avons calculé exactement l'influence de la température par la formule que nous avons adoptée ; c'est d'ailleurs celle qui est généralement admise.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES.

Les formules adoptées jusqu'ici par les physiciens, comme représentant la vitesse de propagation d'une onde dans un milieu gazeux indéfini dans tous les sens, ou renfermé dans un tuyau cylindrique et rectiligne, supposent que le gaz jouit de l'élasticité parfaite, de plus que l'excès de force élastique qui donne lieu à la propagation de l'onde est infiniment petit par rapport à l'élasticité du milieu tranquille.

Ces hypothèses sont introduites dès l'origine dans le calcul ; leurs conséquences se trouvent donc nécessairement dans les formules qu'on en déduit. Mais aucun de nos gaz ne satisfait rigoureusement à ces conditions; on doit donc s'attendre à trouver des différences sensibles entre les résultats des expériences directes et ceux que l'on déduit de la théorie par le calcul.

En effet, en disant que le gaz jouit de l'élasticité parfaite, on suppose :

1° Qu'il suit exactement la loi de Mariotte : mais l'expérience démontre que tous les gaz s'en écartent plus ou moins ;

2° Que son élasticité n'est pas altérée par les corps ambiants : mes expériences sur la propagation des ondes dans

les tuyaux démontrent que leurs parois exercent une influence très-marquée;

3° Que le gaz n'oppose aucune inertie à la transmission de l'onde; or mes expériences (page 288) démontrent que l'émission d'une onde forte produit toujours un *véritable transport* des premières couches gazeuses, lequel augmente notablement la vitesse de propagation dans la première partie du parcours;

4° Pour tenir compte de l'accélération produite par le dégagement subit de chaleur qui a lieu au moment du passage de l'onde, on admet dans le calcul la loi de Poisson (page 9); mais celle-ci n'est exacte que si le gaz jouit de l'élasticité parfaite, s'il satisfait à la loi de Mariotte, etc., etc.

Enfin, le calcul théorique suppose que l'excès de compression qui existe dans l'onde est infiniment petit par rapport à la pression barométrique supportée par le gaz. Mais les expériences pour déterminer la vitesse de propagation du son dans l'air libre ont été faites jusqu'ici à l'aide du canon, et l'on a suivi l'onde depuis son origine, qui est à la bouche de la pièce. Or cette onde présente, au sortir du canon, une compression énorme, laquelle s'affaiblit ensuite, très-vite il est vrai, à mesure que l'onde se propage sphériquement dans l'espace; mais il est difficile d'admettre que cette compression est infiniment petite dans les premières parties du parcours.

Lorsque l'excès de compression dans l'onde est une fraction sensible de celle du milieu gazeux tranquille, on ne peut plus admettre la formule de Laplace; il faut recourir à une formule plus complexe, dans laquelle on a introduit les éléments véritables du problème. La formule que j'ai don-

née, page 10, n'est elle-même qu'une approximation, car elle admet encore implicitement la loi de Mariotte et toutes les conséquences qui en découlent.

En résumé, la théorie mathématique n'a abordé jusqu'ici la propagation des ondes que dans un *gaz parfait*, c'est-à-dire dans un *fluide idéal* qui réunit toutes les propriétés que l'on a introduites *hypothétiquement* dans le calcul. On ne s'étonnera donc pas de voir que les résultats de mes expériences soient souvent en désaccord avec la théorie.

I

D'après la théorie, une onde plane doit se propager indéfiniment dans un tuyau cylindrique rectiligne, en conservant la même intensité. Mes expériences démontrent, au contraire, que l'*intensité de l'onde diminue successivement, et d'autant plus vite, que le tuyau a une plus faible section.*

Pour démontrer nettement ce fait, j'ai produit des ondes, d'intensité égale, avec un même pistolet chargé de $1^{gr}0$ de poudre, à l'orifice de conduites de sections très-différentes, et j'ai cherché à reconnaître la longueur du parcours au bout de laquelle le coup ne s'entend plus à l'oreille. J'ai cherché de plus à déterminer le parcours, beaucoup plus long, au bout duquel l'onde silencieuse cesse de marquer sur mes membranes les plus sensibles. J'ai trouvé ainsi :

1° Dans la conduite à gaz d'Ivry, dont la section intérieure est de $0^{m}108$ (page 87), on entend encore le coup à la seconde extrémité, distante de $566^{m}7$ de l'origine, mais le son est très-affaibli. Si l'on ferme la seconde extrémité herméti-

quement, avec une plaque de tôle, et qu'on place l'oreille à l'orifice du départ, il faut prêter la plus grande attention pour entendre le retour du coup. Ainsi, dans une conduite cylindrique rectiligne du diamètre 0^m108, un parcours de 1150 mètres suffit pour éteindre complétement le son produit par un coup de pistolet, avec une charge de 1^{gr} de poudre.

2° Dans la conduite du diamètre de 0^m30 de la route militaire (page 185), le coup de pistolet s'entend très-distinctement à l'autre extrémité, éloignée de 1905 mètres. Si l'on ferme cette extrémité avec une plaque de tôle, et qu'on applique l'oreille à l'orifice de départ, on entend encore l'onde réfléchie, mais la perception est à peine sensible. L'onde a alors parcouru dans la conduite un chemin de 3810 mètres.

3° Dans la grande conduite du diamètre de 1^m10 de l'égout Saint-Michel (page 289), l'onde produite par le coup de pistolet donne un son intense quand elle arrive à l'autre extrémité B, après avoir parcouru un chemin de 1590 mètres. Après une première réflexion en B, elle revient à l'extrémité de départ A. Son parcours total est alors de 3180 mètres; on reconnaît que le son s'est affaibli, mais il conserve assez d'intensité pour qu'on l'entende au dehors, sans avoir besoin de retirer la membrane qui ferme l'orifice A. Après une seconde réflexion en B et un second retour en A, l'onde a parcouru 6360 mètres; on entend encore le coup très-distinctement. Enfin, ce n'est qu'après une nouvelle réflexion en B, qu'on n'entend le troisième retour en A, que si un silence absolu règne dans la galerie. Le parcours total est alors de 9540 mètres.

Ainsi, un coup de pistolet, produit par 1 gramme de poudre, donne un son qui n'est plus perçu par l'oreille quand il a parcouru :

1150 mètres dans un tuyau dont le diamètre est de 0^m108,
3810 mètres dans un tuyau dont le diamètre est de 0^m300,
9540 mètres dans un tuyau dont le diamètre est de 1^m100.

Les longueurs sont ici sensiblement proportionnelles aux diamètres. Il est probable, néanmoins, que ces parcours seraient plus longs si l'onde ne subissait pas des réflexions successives qui l'affaiblissent continuellement.

Lorsque l'onde n'a plus assez d'intensité, ou *qu'elle s'est assez modifiée,* pour ne plus produire sur notre oreille la sensation du son, elle est encore capable, même après un parcours très-prolongé, de marquer son arrivée sur nos membranes.

Ainsi, lorsque l'onde est produite par une charge de $1^{gr}000$ de poudre, elle imprime sa dernière marque sur une membrane quand elle a parcouru les chemins suivants :

4056 mètres dans la conduite de 0^m108 (page 108),
11430 mètres dans la conduite de 0^m300 (page 208),
19851 mètres dans la conduite de 1^m100 (page 318).

Mais, sur la conduite du diamètre de 1^m10, qui forme le grand syphon de Villemonble, nous avons noté des parcours beaucoup plus longs ; il est vrai que la charge de poudre était portée à $2^{gr}40$. Ainsi, dans notre tableau de la page 257, la dernière marque correspondait à une onde qui avait parcouru 58641 mètres, et, en opérant sans tirer les bandes de papier, on notait facilement jusqu'au dixième retour de l'onde à la membrane A, lequel correspondait à un parcours de 97735 mètres, c'est-à-dire de près de 100 kilomètres.

Mais les bandes de papier noirci prenaient des longueurs tellement considérables qu'il m'a été impossible de recueillir plus de six retours.

Quelles sont les causes qui affaiblissent ainsi une onde plane lorsqu'elle se propage dans une conduite cylindrique rectiligne ? Elles sont de diverses natures, mais la principale tient certainement à ce que l'onde perd constamment une partie de sa force vive par la réaction des parois élastiques du tuyau. On le reconnaît immédiatement sur notre grande conduite du diamètre $1^{m}10$ de l'égout Saint-Michel, qui est suspendue sur des colonnes de fonte, dans une galerie voûtée : dans le premier trajet de l'onde, on entend au dehors un son très-fort au moment du passage de l'onde, en quelque point de la ligne qu'on se place. Une portion notable de la force vive se dépense donc au dehors ; j'en dirai autant pour les extrémités, et pour tous les orifices garnis de membranes. Cette perte continue nécessairement après que l'onde n'a plus assez d'intensité pour impressionner l'oreille, et elle suffit à la rigueur pour expliquer comment le son s'éteint, et comment l'onde s'affaiblit assez pour ne plus faire marcher nos membranes les plus sensibles. Mais je ne crois pas que ce soit la cause unique ; il y en a une autre qui provient d'une action de la paroi solide sur le gaz, dont elle diminue sensiblement l'élasticité ; j'en donnerai une preuve tout à l'heure.

II

La formule de Laplace ne contient pas l'expression de l'intensité de l'onde ; la vitesse de propagation d'une onde est donc la même, quelle que soit son intensité. Mais,

d'après la formule plus générale que j'ai donnée (page 10), cette vitesse doit être d'autant plus grande que l'intensité de l'onde est plus considérable. Or nous venons de voir que, dans une conduite cylindrique rectiligne, l'intensité de l'onde ne reste pas constante, comme on l'a admis jusqu'ici; mais qu'elle diminue successivement, et d'autant plus rapidement que le tuyau a une section plus petite. Il en résulte nécessairement que la vitesse de propagation d'une onde dans un tuyau doit diminuer continuellement à mesure qu'elle se propage, et la diminution sera d'autant plus rapide que le tuyau aura une plus petite section. C'est en effet ce qui se présente dans toutes mes expériences; je me contenterai de rapporter ici les vitesses moyennes d'une onde produite par un coup de pistolet qui se propage dans de l'air sec et à 0°, et que l'on suit depuis son départ jusqu'au moment où elle n'a plus assez d'intensité pour faire marcher mes membranes. Je les choisis parmi les expériences qui ont été faites sur les conduites des sections 0^m108, 0^m300 et 1^m10.

1° *Conduite du diamètre de* 0^m108 *de la route d'Ivry.*

Chemins parcourus.	Vitesses moyennes V'_0.	Chemins parcourus.	Vitesses moyennes V'_0.
Page 99.		Page 107.	
Charge de poudre = $0^{gr}3$.		Charge de poudre = $0^{gr}4$.	
566^m74	330^m99	1351^m95	329^m95
1133,48	328,77	2703,90	328,20
1700,22	328,21	4055,85	326,77
2266,96	327,04	5407,80	323,34 (*)
2833,70	327,52		

(*) Cette dernière vitesse m'inspire peu de confiance, parce qu'on ne l'a trouvée que sur une seule bande.

La diminution de la vitesse moyenne d'une même onde comptée depuis son départ, mais que l'on prend successivement sur un parcours de plus en plus long, est très-marquée.

2° Dans la conduite du diamètre de 0m30 *de la route militaire.*

Chemins parcourus.	Vitesses moyennes V_m.
Page 190. Charge de poudre = 0gr40	
1905m0	331m91
3810,0	328,72
Page 193. Charge de poudre = 0gr40.	
1905,0	332,37
3810,0	330,34
Page 208. Charge de poudre = 1gr5. Réflexion sur le fond fermé B.	
3810,3	332,18
7620,6	330,43
11430,0	329,64
15240,0	328,96

Les vitesses moyennes, pour des ondes produites avec une même charge de poudre et pour des parcours égaux, sont donc notablement plus grandes sur la conduite de 0m30 que sur celle de 0m108.

3° *Dans la conduite du diamètre de* 1^m10 *de l'égout Saint-Michel.*

Chemins parcourus.	Vitesses moyennes V'_0.
Page 442.	
Charge de poudre = $1^{gr}000$.	
749^m1	334^m16
920,1	333,20
1417,9	332,50
2835,8	331,72
5671,8	331,24
8507,7	330,87
11343,6	330,68
14179,5	330,56
17015,4	330,50
19851,3	330,52

La vitesse moyenne de propagation sur la conduite du diamètre de 1^m10 diminue moins vite que sur celle du diamètre 0^m30. Les premières vitesses sont plus grandes, parce qu'elles sont prises bien plus près du départ.

Les différences sont encore plus marquées quand nous comparons, sur les trois conduites, les *vitesses moyennes limites*, c'est-à-dire celles qui correspondent à l'onde assez affaiblie depuis son départ pour ne plus marquer sur nos membranes.

Ces vitesses limites ont été trouvées :

Sur la conduite de 0^m108, $V'_0 = 326^m66$ page 108 chemin parcouru = 4055^m9
Sur la conduite de 0^m300, $V'_0 = 328^m96$ page 208 d° = 15240^m0
Sur la conduite de 1^m100, $V'_0 = 330^m52$ page 442 d° = 19851^m3

Dans ces expériences, l'onde a été produite par la même charge de poudre, les membranes sont les mêmes; elles ont par conséquent la même sensibilité, en d'autres termes, elles doivent cesser de marquer dans les trois conduites, lorsque l'onde est arrivée à la même faiblesse. Si donc l'affaiblissement de l'onde ne provenait que de la perte de force vive à travers la paroi du tuyau, la vitesse moyenne limite devrait être la même dans les trois conduites, puisque l'onde a la même intensité au départ, et la même intensité au moment où elle donne sa dernière marque sur la membrane. Ces vitesses limites étant au contraire très-différentes, il faut en conclure que les parois du tuyau exercent encore sur l'air intérieur une autre action que celle que nous venons d'indiquer, action qui diminuerait notablement son élasticité sans changer sensiblement sa densité. Par suite de cette action, *la vitesse de propagation d'une onde de même intensité dans des tuyaux rectilignes serait d'autant plus faible que le tuyau aurait une section moindre*. Il est probable que la nature de la paroi, que son poli plus ou moins parfait, exercent une influence sur ce phénomène. Je citerai un fait qui en donne la preuve: dans les égouts de Paris, à grande section, on prévient ordinairement les ouvriers par le son de la trompette; or on a reconnu que ces signaux portent incomparablement plus loin dans les galeries dont les parois sont recouvertes d'un ciment bien lisse, que dans celles où elles sont formées par de la meulière brute.

Pour que cette action des parois sur l'élasticité du milieu gazeux fût absolument nulle, il faudrait que le diamètre du tuyau fût infini; en d'autres termes, que la propagation du son eût lieu dans l'air libre. Mais cette action doit déjà être très-

petite dans mes grosses conduites de 1^m10. J'ai supposé qu'elle y était nulle, et j'ai conclu (page 453) que *la vitesse moyenne de propagation, dans l'air sec et à 0°, d'une onde produite par un coup de pistolet, et comptée depuis la bouche de l'arme jusqu'au moment où elle s'est tellement affaiblie qu'elle ne fait plus marcher mes membranes les plus sensibles*, est

$$V'_0 = 330^m6.$$

J'ai cherché aussi à déterminer la vitesse que possède l'onde la plus affaiblie, celle que j'appelle la *vitesse minima*. Cette détermination n'a pu être faite avec quelque certitude que sur la grosse conduite de 1^m10; on a trouvé (page 455) :

$$W'_0 = 330^m30,$$

valeur qui diffère peu de la *vitesse limite moyenne*.

J'ai fait voir (page 456) que, sur les conduites de plus petit diamètre, la vitesse minima est encore moindre.

III

Lorsque l'onde est produite, non plus par l'explosion subite d'un mélange détonant, mais par l'injection d'une petite quantité d'air plus ou moins comprimé, sa vitesse de propagation dans la même ligne de tuyaux est d'autant plus grande que son intensité est plus considérable. Ainsi, pour cette onde, comme pour celle qui est donnée par le coup de pistolet, la vitesse diminue progressivement.

Dans nos conduites de 1^m10, les ondes produites par l'injection de l'air comprimé ont sensiblement la même vitesse initiale de propagation que les ondes qui sont données par les coups de pistolet, mais leur vitesse moyenne limite est un peu plus faible (page 458). Le même fait s'est présenté pour la conduite de 0^m30, lorsque l'excès de pression de l'air injecté était suffisant (page 209).

IV

L'onde plane produite par la fermeture brusque de l'orifice à l'aide d'un disque lancé avec une grande vitesse se comporte de même : *la vitesse de propagation diminue sensiblement à mesure que le parcours augmente.* Les expériences faites à l'aide du piston frappeur sur la conduite du diamètre de 0^m216 de la route de Choisy-le-Roi (page 226) le montrent très-clairement. Dans la grande conduite du diamètre de 1^m10, formant le syphon de Villemonble, on a trouvé pour la vitesse moyenne de propagation, sur un même parcours de 9773^m5 (page 260) :

Lorsque l'onde est donnée par un coup de pistolet	$V'_0 = 333^m11$
Quand elle est produite par le piston frappeur	$V'_0 = 332^m56$

Ainsi, l'onde donnée par le piston frappeur marche un peu moins vite que celle qui provient du coup de pistolet; mais cela tient uniquement à ce qu'elle a moins d'intensité, car elle n'a jamais marqué sur la membrane un second retour qui correspondrait à un chemin parcouru de 19547^m0, tandis

que l'onde fournie par le coup de pistolet a marqué constamment plusieurs retours.

V

Les expériences que j'ai faites sur les ondes produites par la voix humaine et par les instruments à vent sont décrites en détail, page 425 et suivantes ; je ne crois pas utile de les résumer ici.

VI

Nos formules théoriques de la vitesse de propagation du son dans l'air (pages 7 et 10), ne contiennent pas la pression barométrique à laquelle l'air est soumis. Si donc ces formules sont exactes, *la vitesse de propagation d'une onde dans un gaz est la même, quelle que soit la pression que le gaz supporte.* Les seules expériences directes que l'on puisse invoquer jusqu'ici, comme confirmant cette loi, ont été faites dans l'air libre : ce sont celles de MM. Stampfer et Myrbach en 1822, dans le Tyrol, entre deux stations présentant une différence de niveau de 1364 mètres, et celles de MM. Bravais et Martens, faites en 1844 en Suisse, à deux stations dont la différence de niveau était de 2079 mètres. Malheureusement, les pressions barométriques moyennes que l'air présente entre les deux stations ne diffèrent pas assez de la pression au niveau de la mer.

J'ai donné dans ce mémoire deux séries d'expériences pour déterminer la vitesse de propagation du son dans de l'air,

sous diverses pressions, et contenu dans des tuyaux du diamètre de 0^m108.

La première (page 113 et suivantes) sur la conduite à gaz de la route militaire, près d'Ivry, ayant 567^m4 de longueur; les pressions ont varié de 0^m557 à 0^m838; par suite, la densité de l'air de 1,0 à 1,5.

La seconde (page 171 et suivantes) a été faite sur la petite conduite horizontale établie dans la cour du Collége de France, et dont la longueur n'est que de 70^m5. Les pressions ont varié depuis 0^m247 jusqu'à 1^m267, par conséquent, la densité de l'air a changé à peu près de 1 à 5.

Il n'a pas été possible de constater une différence sensible dans la vitesse de propagation du son dans l'air sous des pressions si différentes. Ainsi, mes expériences confirment l'exactitude de la loi que je viens d'énoncer.

VII

Si l'on compare les vitesses V et V' de propagation d'une même onde dans deux gaz différents, mais à la même température et sous la même pression; si l'on admet qu'ils suivent la loi de Mariotte, qu'ils ont le même coefficient de dilatation, qu'ils satisfont à la loi de Poisson, etc., etc.; en un mot, si l'on admet que ce sont des *milieux gazeux parfaits*, on doit avoir, d'après la théorie (page 129),

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{d}{d'}}$$

De sorte que si l'un des gaz est l'air atmosphérique, et si

δ représente la densité de l'autre gaz par rapport à l'air, on a :

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}}.$$

Jusqu'ici, on n'a fait aucune expérience directe pour déterminer la vitesse de propagation d'une onde dans un gaz autre que l'air atmosphérique ; on a cherché seulement à démontrer l'exactitude de la loi précédente par une méthode détournée, fondée sur la théorie des tuyaux sonores (page 123).

Je donne dans ce mémoire deux séries d'expériences directes sur les gaz que j'ai pû préparer en quantité suffisante.

La première série a été faite sur la conduite du diamètre de 0^m108 de la route militaire d'Ivry, et dont la longueur efficace est de 567^m4 ; j'ai pu la remplir successivement de gaz hydrogène, d'acide carbonique et de gaz de l'éclairage.

Pour la seconde série, j'ai utilisé la petite conduite du Collége de France, qui a la même section, mais seulement une longueur de 70^m5. J'ai pu m'en servir pour les gaz acide carbonique, protoxyde d'azote et ammoniac; je réunis en un seul tableau les résultats obtenus sur les deux conduites :

	$\frac{V'}{V}$		$\sqrt{\frac{1}{\delta}}$.
	Conduite de 567^m3.	Conduite de 70^m5.	
Hydrogène......	3,801	»	3,682
Acide carbonique.	0,7848	0,8009	0,8087
Protoxyde d'azote.	»	0,8007	0,8160
Ammoniaque....	»	1,2279	1,3025

Si l'on compare les rapports $\frac{V'}{V}$ des deux premières colonnes aux valeurs calculées de $\sqrt{\frac{1}{\delta}}$, on trouve une coïncidence assez remarquable; les différences seraient certainement plus petites si l'on avait pu opérer sur des gaz très-purs, mais c'est bien difficile dans des conduites d'aussi grande capacité. De plus, les valeurs de $\sqrt{\frac{1}{\delta}}$ ne sont pas elles-mêmes très-exactes, parce qu'on est obligé quelquefois de prendre pour la densité du gaz par rapport à l'air, sa densité théorique et non sa densité réelle qui doit seule intervenir.

Mes expériences démontrent donc que l'on peut admettre la loi $\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{1}{\delta}}$, mais seulement comme une *loi limite*, à laquelle les gaz satisferaient exactement si on les mettait dans les conditions où ils se comportent réellement comme des *milieux élastiques parfaits*.

VIII.

Mes expériences pour déterminer la vitesse de propagation des ondes dans l'air libre, ont été faites par la méthode des coups de canon réciproques. L'onde a évidemment au départ une très-grande intensité, mais elle s'affaiblit très-vite à mesure qu'elle se propage sphériquement dans l'espace. De plus, au moment du départ du coup, les couches d'air, voisines de la pièce, doivent subir un véritable transport, qui augmente encore la vitesse de propagation. Ainsi, par suite de ce transport et de sa grande intensité, l'onde doit marcher

plus vite, surtout suivant la ligne du tir, dans les premières parties du parcours que dans les suivantes. Mais cette accélération s'éteint très-vite et devient à peu près insensible quand l'onde parcourt de grandes distances.

L'ensemble de toutes mes expériences donne pour la vitesse moyenne de l'onde sonore dans l'air libre, sec et à 0°,

$$V'_0 = 330^m 7.$$

Cette vitesse ne diffère pas sensiblement de celle qui a été trouvée en 1822 par le Bureau des longitudes; et elle est un peu supérieure à la vitesse moyenne limite que j'ai trouvée dans mes conduites du plus grand diamètre.

IX.

J'ai donné (page 10) une formule qui représente la vitesse de propagation d'une onde dont on connaît l'intensité; elle suppose encore que le gaz est un fluide élastique parfait. Cette formule est la suivante

$$V = \sqrt{\frac{g\delta}{b} . 0,760\,(1+\alpha t) \left\{ m + \frac{\Delta v}{v}\left(\frac{m(m+1)}{2} - 1\right) + \frac{\Delta v^2}{v^2}\left(\frac{m(m+1)(m+2)}{2.3} - 1\right) + \ldots . \right\}}.$$

On a d'ailleurs

$$\begin{aligned} g &= 9^m 8088 \\ \delta &= 13595^k 93 \\ b &= 1^k 293187 \\ \alpha &= 0,00367 \end{aligned}$$

$\frac{\Delta v}{v}$ représente l'intensité de l'onde au moment où on la consi-

dère. Les coefficients des diverses puissances de $\frac{\Delta v}{v}$ étant positifs, il en résulte que la vitesse de propagation est d'autant plus grande que l'onde a plus d'intensité; c'est en effet ce que démontrent toutes mes expériences. Mais pour reconnaître jusqu'à quel point la formule représente les vitesses variables, telles que je les ai trouvées par l'expérience dans les conduites cylindriques de très-grande section; il faudrait connaître les valeurs de $\frac{\Delta v}{v}$ aux différents points du parcours. Il est impossible de les déterminer par raisonnement ou par calcul, car l'affaiblissement successif d'une onde plane dans des tuyaux cylindriques provient de causes qu'on ne peut pas définir. On pourrait, je crois, en déterminer la valeur approximative à l'aide des membranes qui marquent l'arrivée de l'onde. Il suffirait, en effet, de mesurer l'écart que subit le centre de la membrane à chaque arrivée de l'onde, ainsi que nous l'avons fait dans les expériences qui avaient pour objet d'inscrire les mouvements vibratoires de la membrane et d'en apprécier la durée (page 75). Cet écart est à peu près proportionnel à l'intensité; il suffit donc d'ajuster la même membrane sur un vase fermé, de comprimer successivement l'air intérieur pour produire sur la membrane les mêmes écarts qu'elle a montrés sous l'influence de l'onde, enfin de mesurer sur un manomètre à eau les excès de pression qui donnent ces écarts. Malheureusement je n'ai pas songé à faire ces déterminations lorsque j'opérais sur les grandes conduites.

Remplaçons les constantes de la formule par leurs valeurs numériques, nous aurons

$$V_o = 279^m955\sqrt{(1+0{,}00367.t)\left\{m+\frac{\Delta v}{v}\left(\frac{m(m+1)}{2}-1\right)+\frac{\Delta v^2}{v^2}\left(\frac{m(m+1)(m+2}{2.3}-1\right)+\ldots\right\}}.$$

m représente le rapport entre les deux capacités calorifiques d'un même gaz sous pression constante et sous volume constant; de plus on admet que ce rapport est le même pour toutes les pressions. Ainsi m serait une constante qui devrait être déterminée pour chaque gaz. Sa valeur pour l'air atmosphérique a été cherchée par divers observateurs, mais leurs résultats présentent encore des différences assez sensibles; je ne citerai que ceux qui ont été obtenus par la méthode la moins contestable dans son principe :

Clément et Desormes ont trouvé.....	$m = 1,35$
Gay-Lussac et Welter.............	1,37
Masson........................	1,42
Cazin..........................	1,41

D'après mes expériences sur les grandes conduites du diamètre de $1^{m}10$, les vitesses moyennes de propagation de l'onde, depuis son départ jusqu'à l'endroit du parcours où elle cesse de marquer sur mes membranes les plus sensibles, convergent toutes vers $330^{m}6$. J'admets que cette dernière vitesse est celle qui appartient aux ondes les plus faibles, celles pour lesquelles $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ est entièrement négligeable. On a donc pour l'air à 0° :

$$330^{m}6 = 279^{m}955\sqrt{m}$$

d'où l'on déduit

$$m = 1,3945.$$

Substituons cette valeur dans la formule générale, nous aurons en supposant toujours $t = 0$,

$$V_0 = 279^{m}955\sqrt{1,3945 + \frac{\Delta\rho}{\rho}\,0,668 + \frac{\Delta\rho^2}{\rho^2}\,.0,886 + \ldots}$$

Supposons l'onde assez faible pour que l'on puisse négliger les termes qui renferment les puissances de $\frac{\Delta v}{v}$ supérieures à la première, alors on peut écrire

$$V_o = 279^m 95 \left[\sqrt{1,3945} + \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{1,3945}} .0,668. \frac{\Delta v}{v}\right] = 330,60 + 79,18. \frac{\Delta v}{v}.$$

Le tableau de la page 442 donne les vitesses moyennes successives qu'une onde présente dans nos grandes conduites de $1^m 10$ lorsqu'elle est produite par un coup de pistolet chargé de $1^{gr}0$ de poudre. Je vais calculer par la formule précédente les intensités $\frac{\Delta v}{v}$ qui correspondent à ces vitesses, ainsi que l'excès de force élastique, exprimé en millimètres de mercure, que l'onde possède sur la pression normale, supposée de 760^{mm} :

Chemin parcouru.	Vitesse moyenne de propagation.	Valeur de $\frac{\Delta v}{v}$	Excès de pression en millimètres de mercure.
$749^m 1$	$334^m 16$	0,04496	$34^{mm} 20$
920,1	333,20	0,03283	24,90
1417,9	332,50	0,02399	18,24
2835,8	331,72	0,01414	10,75
5671,8	331,24	0,00808	6,14
8507,7	330,87	0,00341	2,57
11343,6	330,68	0,00101	0,77
14179,5	330,56	»	»
17015,4	330,50	»	»
19851,3	330,52	»	»

Les valeurs que nous trouvons pour les excès de force élastique dans l'onde ne présentent rien d'improbable; mais il aurait été utile de les déterminer par des expériences directes.

Si l'air atmosphérique se comportait comme un fluide élastique parfait, la formule de Laplace appliquée aux ondes très-faibles nous donnerait le moyen de calculer la valeur très-précise de la quantité *m*. Mais les expériences relatées dans ce mémoire montrent que l'air atmosphérique est si loin de posséder l'élasticité parfaite qu'on ne peut pas admettre *à priori* que nos formules générales lui soient rigoureusement applicables ; on est même porté à douter de l'exactitude des hypothèses qu'on a faites pour les établir.

X.

Mes recherches sur la vitesse de propagation des ondes dans les gaz montrent clairement les différences qui existent entre les résultats donnés par l'expérience directe et ceux que l'on déduit d'une théorie dans laquelle nos gaz permanents sont assimilés au *fluide idéal* qui réalise, *seul,* les conditions sur lesquelles la théorie est établie. Il me reste maintenant à montrer quelles sont les conséquences qu'on peut tirer de mes recherches pour la théorie mécanique de la chaleur, en vue de laquelle elles ont été principalement entreprises.

Pour suivre ce nouvel ordre d'idées, il est nécessaire que je rappelle comment on arrive à la notion de l'*équivalent mécanique* de la chaleur, en se fondant uniquement sur les lois générales que l'on a cru pouvoir admettre pour les gaz, et sans recourir à d'autres hypothèses. Je suivrai pour cela la méthode que M. Bourget a développée dans son mémoire de 1859 (*Annales de chimie et de physique,* IIIe série, tome LVI, page 257). Il me sera facile ainsi de faire voir que ces lois sont

précisément celles sur lesquelles on a établi les formules de la vitesse du son.

Cette digression sera d'ailleurs utile pour faire comprendre l'ordre des idées qui m'ont dirigé dans la longue série d'expériences qui composent le mémoire suivant.

Supposons un gaz renfermé dans un cylindre, de 1 mètre carré de section, fermé à l'une de ses extrémités. Le gaz y est maintenu par un piston, sans pesanteur et d'une mobilité extrême, qui exerce constamment sur lui une pression égale à sa force élastique.

L'état physique du gaz sera complétement défini, si on donne son volume, sa force élastique et sa température. Soient donc pour un de ses états :

p la force élastique du gaz, exprimée en kilogrammes, agissant sur un mètre carré,
v son volume rapporté au mètre cube,
t sa température en degrés centigrades.

Soient p', v', t' les mêmes éléments pour un autre état du gaz.

Nous supposons que le gaz suit rigoureusement les lois par lesquelles nous *définissons* le gaz parfait ; par conséquent que ce n'est aucun des gaz de la nature, mais bien ce que j'ai appelé le *fluide idéal.* Dans ce cas nous aurons

$$\frac{pv}{1+\alpha t}=\frac{p'v'}{1+\alpha t'},$$

par suite

$$\frac{pv}{1+\alpha t}=\mathrm{A}; \qquad (1)$$

A étant une constante dont nous pouvons déterminer immédiatement la valeur numérique.

Admettons, en effet, que le gaz occupe 1 mètre cube lorsque sa température t égale zéro degré, et que $p = \mathrm{H}$ représente le poids d'une colonne de mercure ayant pour base 1 mètre carré et une hauteur de $0^{m},760$; de plus rappelons-nous que, *pour le fluide idéal*, α ne dépend ni de la température ni de la pression. L'équation (1) donne

$$\mathrm{A} = \mathrm{H} = 10333^{k}$$

On a donc pour le *fluide idéal*

$$pv = 10333\,(1 + \alpha t) \qquad (2)$$

C'est la seule équation qui lie les trois variables.

Mais examinons quelques cas particuliers, dans lesquels nous fixerons l'une des variables, ou bien où nous l'obligerons à suivre certaines relations avec les deux autres; nous établirons ainsi une seconde équation entre les trois variables.

Supposons d'abord que pendant tous les changements d'état que l'on fera subir au gaz, on maintienne sa température constante, par addition ou par soustraction de chaleur.

Dans ce cas, l'état physique du gaz est défini par les seules variables p et v, et on peut le représenter par la position d'un point, rapportée à deux axes rectangulaires; l'abscisse du point représentant le volume v, et l'ordonnée la pression p. L'équation devient ainsi

$$pv = \mathrm{C}$$

C'est l'équation d'une hyperbole équilatère, rapportée à

ses asymptotes. La valeur de la constante C dépend de la température à laquelle on maintient le gaz.

Faisons maintenant passer le gaz par des états successifs qui seront représentés par les quatre angles d'un rectangle ADBC (Planche IV, fig. 1), en faisant varier la température de manière que le gaz satisfasse toujours à l'équation (2).

1° L'état initial du gaz est représenté par les coordonnées (p, v) du point A, sa température est t, et l'on a

$$pv = \mathrm{H}(1 + \alpha t).$$

On fait passer le gaz de l'état A à l'état D. Le volume du gaz reste le même, mais la pression passe de p à p'. On n'obtient ce résultat qu'en chauffant le gaz, en portant sa température de t à t', de façon que l'on ait

$$p'v = \mathrm{H}(1 + \alpha t'),$$

par suite

$$v(p' - p) = \mathrm{H}\alpha(t' - t).$$

Si M représente le poids d'un mètre cube du gaz à zéro et sous la pression H,

c' sa chaleur spécifique sous volume constant, mais à pression variable,

La quantité de chaleur qu'il faudra donner au gaz pour porter sa température de t à t', sera

$$q = \mathrm{M}c'(t' - t) = \frac{\mathrm{M}}{\mathrm{H}\alpha} c'v(p' - p). \tag{3}$$

2° Le gaz restant à la température t', on le fait passer de l'état D à l'état B. Sa pression reste p', mais son volume v de-

vient v'. Pour obtenir cet effet, il faut encore fournir de la chaleur au gaz et porter sa température de t' à t'', afin qu'on puisse poser

$$p'v' = H(1 + \alpha t'');$$

mais on a déjà

$$p'v = H(1 + \alpha t'),$$

d'où

$$p'(v' - v) = H\alpha(t'' - t').$$

Représentons par c la chaleur spécifique du gaz sous pression constante, mais à volume variable; nous aurons pour la quantité de chaleur qu'il a fallu donner au gaz

$$q' = Mc(t'' - t') = \frac{M}{H\alpha} cp'(v' - v). \qquad (4)$$

3° Amenons maintenant le gaz à l'état représenté par le point C. Il conserve son volume v', mais sa pression diminue de p' à p. Pour obtenir cet effet, il faut refroidir le gaz, faire descendre sa température de t'' à t''', de façon que l'on ait

$$pv' = H(1 + \alpha t''');$$

mais nous avons déjà

$$p'v' = H(1 + \alpha t''),$$

donc

$$v'(p' - p) = H\alpha(t'' - t''')$$

et la chaleur qu'il a fallu soutirer au gaz sera

$$q'' = Mc'(t'' - t''') = \frac{M}{H\alpha} c'v'(p' - p). \qquad (5)$$

4° Enfin, ramenons le gaz à son état primitif A; le volume passe de v' à v, mais la pression reste p comme précédem-

ment. Pour cela il faut encore abaisser la température et la descendre de t''' à t, et l'on aura, comme pour l'état initial,

$$pv = H(1 + \alpha t);$$

nous avions précédemment

$$pv' = H(1 + \alpha t'''),$$

donc

$$p(v' - v) = H\alpha(t''' - t).$$

La quantité de chaleur qu'il a fallu enlever au gaz est

$$q''' = Mc(t''' - t) = \frac{M}{H\alpha} cp(v' - v). \qquad (6)$$

Dans ces quatre opérations successives, nous avons fait passer le gaz par tous les états qui constituent le rectangle fermé ADBC, de façon à le faire revenir à son état initial. Pour cela il a fallu tantôt lui donner de la chaleur, tantôt lui en retirer. Nous donnerons le signe + à la chaleur fournie et le signe — à celle que nous lui avons enlevée; la dépense réelle de chaleur sera alors

$$Q = \frac{M}{H\alpha}\left\{c'v(p'-p) + cp'(v'-v)\right\} - \frac{M}{H\alpha}\left\{c'v'(p'-p) + cp(v'-v)\right\} = \frac{M(c-c')}{H\alpha}(p'-p)(v'-v). \qquad (7)$$

Cette quantité ne peut jamais être nulle, si l'on fait varier à la fois le volume et la pression ; elle se compose du facteur $\frac{M(c-c')}{H\alpha}$ qui est *constant* pour le fluide idéal, et du produit $(p'-p)(v'-v)$ qui représente précisément la surface du rectangle ADBC.

Suivons maintenant le mouvement du piston dans le cylindre pendant ces changements successifs du gaz.

Lorsque le gaz passe de l'état A à l'état B, il pousse le pis-

ton en avant et il exécute un travail moteur T représenté par

$$T = p'(v' - v).$$

Quand le gaz revient, au contraire, de l'état B à l'état A en suivant le contour BCA, le piston recule, le travail devient négatif et il est représenté par

$$T' = p(v' - v).$$

La différence des deux, c'est-à-dire le travail moteur résultant, sera

$$T - T' = \tau = (p' - p)(v' - v); \qquad (8)$$

il est représenté par la surface du rectangle ADBC.

On a donc

$$Q = \frac{M(c - c')}{H\alpha}\tau = \frac{Mc\left(1 - \frac{1}{m}\right)}{H\alpha}\tau, \qquad (9)$$

car nous avons posé (page 9) $\frac{c}{c'} = m$.

Désignons $\dfrac{H\alpha}{Mc\left(1 - \frac{1}{m}\right)}$ par E, nous aurons

$$\tau = Q.E.$$

Si Q représente une calorie, le travail produit τ est représenté par E^{km}. C'est ce que l'on est convenu d'appeler l'*équivalent mécanique de la chaleur*.

Nous pouvons faire suivre au gaz une marche inverse dans ses changements successifs suivant le rectangle ADBC; nous pouvons le faire passer de A à C, puis de C à B, de B à D, enfin de D à A.

Les quantités de chaleur, dépensées et recueillies dans ce nouvel ordre de passage, se calculeront exactement de même, et les résultats seront les mêmes, au signe près.

Nous ne trouverons plus alors une dépense, mais bien un gain de chaleur, lequel sera encore représenté par

$$\frac{M(c-c')}{H\alpha}(p'-p)(v'-v). \qquad (10)$$

Quant au mouvement du piston dans le cylindre, le travail résistant dominera maintenant sur le travail moteur, de sorte que, pour faire suivre au gaz la marche inverse dans le même circuit rectangulaire fermé, nous aurons à exécuter un travail précisément égal à celui que le gaz nous fournissait quand il suivait la première marche.

Les équations que nous avons obtenues seront les mêmes quelles que soient les dimensions du rectangle ADBC. Supposons que ces dimensions deviennent infiniment petites; alors les éléments p, v de A deviennent $p+dp$ et $v+dv$ pour l'état B.

Si le passage se fait suivant ADB, la quantité de chaleur dQ qu'il faudra fournir pour l'opérer sera

$$dQ = \frac{M}{H\alpha}(c'vdp + cpdv + cdpdv),$$

ou, négligeant l'infiniment petit du second ordre $cdpdv$,

$$dQ = \frac{M}{H\alpha}(c'vdp + cpdv). \qquad (11)$$

Si le passage se fait suivant ACB, le gaz dégagera

au contraire une quantité de chaleur représentée par

$$\frac{M}{H\alpha}\left\{c'(v+dv)\,dp+c\,p\,dv\right\},$$

ou, en négligeant l'infiniment petit du second ordre,

$$\frac{M}{H\alpha}(c'v\,dp+c\,p\,dv).$$

Mais cette quantité est précisément égale à la précédente. On en conclut que

Quand les changements d'état sont infiniment petits, il n'y a pas de différence sensible entre la quantité de chaleur qu'il faut donner pour faire passer le gaz de A *à* B *suivant* ADB, *et celle qu'il abandonne, au contraire, quand il suit* ACB.

Supposons que l'on fasse passer le gaz, successivement, par des états infiniment rapprochés formant une courbe continue dont l'équation est

$$p=\varphi(v).$$

Alors la quantité de chaleur qu'il faut donner au gaz pour le faire passer de l'état (p, v) à l'état (p', v') en suivant cette courbe, sera

$$Q=\frac{M}{H\alpha}\int_{v}^{v'}(c'v\,dp+c\,p\,dv). \qquad (12)$$

Pour les mêmes états limites, cette quantité ne sera pas la même, car elle variera avec la nature de la fonction $p=\varphi(v)$.

Pour le fluide idéal on admet que c, c', par suite $\frac{c}{c'}=m$,

sont constants à toutes les températures et sous toutes les pressions; on peut donc écrire

$$Q = \frac{Mc'}{H\alpha}\int_{v}^{v'}(vdp + mpdv). \qquad (13)$$

Discutons quelques cas particuliers de la fonction $p = \varphi(v)$.

Cherchons d'abord la courbe qu'il faudra suivre pour qu'on n'ait à faire aucune dépense de chaleur pour faire passer le gaz de l'état (p, v) à l'état (p', v'). Ce sera évidemment celle pour laquelle l'intégrale sera nulle. Mais cela ne peut avoir lieu que si l'on a

$$vdp + mpdv = 0; \qquad (14)$$

c'est donc l'équation différentielle de la courbe cherchée; son intégrale est

$$pv^m = \text{const.}, \qquad (15)$$

équation d'une courbe hyperbolique ayant pour asymptotes les axes coordonnés.

Considérons deux états (p, v) et (p', v') sur cette courbe, nous aurons

$$pv^m = C, \quad p'v'^m = C,$$

par suite

$$\frac{pv^m}{p'v'^m} = 1,$$

d'où

$$\frac{p}{p'} = \left(\frac{v'}{v}\right)^m; \qquad (16)$$

c'est précisément la formule de Poisson, sur laquelle nous

nous sommes appuyé dans notre calcul pour la vitesse du son (pages 9 et 12).

Ainsi la formule de Poisson ne s'applique qu'au fluide idéal, qui suit rigoureusement la loi de Mariotte, qui a un coefficient de dilatation constant sous toutes les pressions, enfin pour lequel les quantités c, c' et $m = \frac{c}{c'}$ sont constantes sous toutes les pressions et à toutes les températures.

En suivant la courbe depuis le point (p, v) jusqu'au point (p', v') on n'a aucune chaleur à communiquer au gaz. Si l'on suit cette même courbe en sens inverse, c'est-à-dire du point (p', v') au point (p, v) le gaz n'abandonnera aucune chaleur. C'est donc la courbe suivant laquelle le gaz peut être comprimé ou dilaté sans qu'on ait à lui fournir ou à lui enlever de la chaleur, le gaz prenant sur lui-même la température qui lui convient. On lui donne, à cause de cela, le nom de *courbe de la détente à chaleur constante.*

Reprenons maintenant la courbe de détente et de compression du gaz, dans le cas où l'on maintient *sa température constante* par addition ou soustraction de chaleur (page 561). Cette courbe est une hyperbole équilatère, dont l'équation rapportée à ses asymptotes est

$$pv = \text{H}(1 + \alpha t) = \text{const.}$$

La quantité de chaleur qu'il faut donner au gaz pour le faire passer du volume v au volume v' est

$$\text{Q} = \frac{\text{M}c'}{\text{H}\alpha}\int_{v}^{v'}(vdp + mpdv).$$

Mais de

$$pv = \text{const.},$$

on tire

$$pdv + vdp = 0,$$

d'où

$$dp = -p\,\frac{dv}{v};$$

par suite

$$Q = \frac{Mc\left(1 - \frac{1}{m}\right)}{H\alpha}.H(1 + \alpha t)\int_{v}^{v'} \frac{dv}{v}.$$

Mais

$$Mc\,\frac{\left(1 - \frac{1}{m}\right)}{H\alpha} = \frac{1}{E},$$

donc

$$Q = \frac{pv}{E}\log\frac{v'}{v}, \qquad (17)$$

le logarithme étant pris dans le système Népérien

On déduit de cette valeur de Q plusieurs lois importantes, auxquelles les *gaz parfaits* satisfont nécessairement. Ce sont les suivantes :

1° Les quantités de chaleur absorbées par la dilatation, ou dégagées par la compression, de l'un de ces gaz, dont la température est maintenue constante, varient en progression arithmétique, lorsque les volumes varient en progression géométrique ;

2° Des volumes égaux de tous ces gaz, pris à la même température et sous la même pression, étant comprimés ou dilatés d'une même fraction, dégagent ou absorbent la même quantité de chaleur ;

3° Des volumes égaux de tous les gaz parfaits, pris à la même température, étant comprimés ou dilatés d'une même

fraction, dégagent ou absorbent des quantités de chaleur proportionnelles à leur pression primitive.

Jusqu'à quel point nos gaz ordinaires satisfont-ils à ces lois; c'est ce que je cherche depuis longtemps à décider par l'expérience, comme on le reconnaîtra dans le mémoire suivant; mais j'ai rencontré beaucoup de difficultés, dont la principale est toujours de réaliser les conditions statiques, initiales et finales, que la théorie exige.

La série des raisonnements que nous avons suivie page 562, pour déterminer *théoriquement* les quantités de chaleur qu'il faut donner ou enlever à un gaz *parfait*, dont on dirige les états physiques suivant un rectangle fermé, peut être appliquée, d'après la méthode différentielle, au cas où l'on ferait suivre à ces états une courbe fermée dont l'équation est donnée, et même un polygone à côtés curvilignes. Il suffira, en effet, de prendre pour la chaleur dépensée suivant chaque arc de courbe la valeur de l'intégrale qui lui correspond. Ce calcul conduit à des lois générales qui comprennent, comme cas particulier, celles que nous avons trouvées pour le circuit rectangulaire fermé. Ces lois sont les suivantes :

1° Lorsque les états physiques successifs (p, v) d'un gaz parfait peuvent être représentés graphiquement par un circuit fermé quelconque; il y a toujours absorption ou dégagement d'une quantité de chaleur proportionnelle à l'aire du circuit.

2° Le travail moteur ou résistant que le gaz développe pendant ces divers états est alors représenté par l'aire du circuit.

3° Il en résulte que la quantité de chaleur absorbée ou dégagée est proportionnelle au travail, moteur ou résistant,

développé par le gaz. Pour les gaz parfaits, ce rapport de la proportion reste le même, quelles que soient les valeurs absolues des quantités (p, v); il constitue notre *équivalent mécanique de la chaleur*.

XI.

D'après cette définition, l'équivalent mécanique E de la chaleur est nécessairement une constante théorique. Pour obtenir sa valeur exacte par la méthode expérimentale, il faut opérer sur un *gaz parfait*, obéissant rigoureusement à toutes les lois que nous avons admises pour le fluide idéal. Mais si l'on opère sur l'air atmosphérique, ou sur l'un quelconque des gaz appelés *permanents*, on obtiendra une valeur ε s'écartant plus ou moins de l'équivalent théorique E, lors même que l'expérience s'appliquerait à un phénomène où les états successifs du gaz constitueraient un circuit fermé, reprenant exactement leurs valeurs initiales à la fin du parcours; lors même que le travail effectué par le gaz pendant le circuit serait donné immédiatement par la théorie, sans exiger une détermination expérimentale qui présente toujours de l'incertitude.

En tous cas on peut poser

$$E - \varepsilon = \varphi(p, v, t),$$

$\varphi(p, v, t)$ étant une fonction dont les paramètres varient pour les différents gaz. On peut la regarder comme représentant la quantité de travail dépensée à l'intérieur du gaz matériel pour y opérer les mouvements des molécules, *travail qui est nul dans le fluide idéal*. Mais comme, dans la

théorie, on ne peut pas définir la nature de ces mouvements moléculaires, et par suite calculer la dépense du travail nécessaire pour les effectuer, on est réduit à déterminer leurs effets par expérience directe, et *l'on ne fait pas autre chose*, en définitive, *qu'une interpolation*.

En résumé, l'équivalent théorique E est une limite; les valeurs ε que nous déduirons des gaz réels s'en approcheront d'autant plus que nos expériences réaliseront mieux les conditions dans lesquelles le gaz s'écarte le moins du fluide idéal.

Mes expériences sur la vitesse de propagation du son ne pourront être utiles pour fixer l'équivalent mécanique E de la chaleur que si elles donnent une valeur incontestable pour la quantité m, et si l'on peut poser, avec certitude, pour l'air atmosphérique

$$\frac{H\alpha}{Mc\left(1-\frac{1}{m}\right)} = E,$$

en admettant que α et m ne varient pas avec la pression. Mes expériences prouvent que α varie avec la pression, mais cette variation est négligeable quand les pressions changent peu, comme cela arrive pour les ondes qui se propagent dans notre atmosphère. Mes recherches sur la vitesse de propagation de l'air sous diverses pressions prouvent également que m ne subit pas de variation sensible entre les limites de pression où j'ai opéré.

Si l'on n'admet pas la constance de α et de m, il faut poser

$$\frac{H\alpha}{Mc\left(1-\frac{1}{m}\right)} = \varepsilon = E + \varphi(p, t);$$

la valeur de ε serait un équivalent spécial pour l'air atmosphérique, lequel varierait avec la pression et la température.

La vitesse de propagation du son varie avec l'intensité de l'onde; notre formule générale (page 555) ne donnera la valeur de m d'après la vitesse V'_0 donnée par l'expérience que si l'on introduit la valeur $\frac{\Delta v}{v}$ de l'intensité de l'onde, ou bien si l'on se borne aux vitesses limites pour lesquelles on peut admettre $\frac{\Delta v}{v} = o$, ce qui réduit la formule générale à la formule simple de Laplace. On a dans ce cas (page 557) :

$$330^{m}6 = 279^{m}955 \sqrt{m};$$

d'où

$$m = 1,3945.$$

On a d'ailleurs

$$\begin{aligned} H &= 10333^{k} \\ M &= 1^{k}293187 \\ c &= 0,2377 \\ \alpha &= 0,00367 \end{aligned}$$

On en tire

$$E = \frac{H\alpha}{Mc\left(1 - \frac{1}{m}\right)} = 436^{km}08.$$

Telle est la valeur de l'équivalent mécanique de la chaleur que je déduis de mes vitesses limites de propagation des ondes dans l'air atmosphérique. Pour qu'elle diffère de l'équivalent théorique, il suffit que la vitesse limite soit influencée par les parois dans mes tuyaux du diamètre de $1^{m}10$, ou par cette *viscosité* de l'air que je ne peux pas définir, et dont l'effet doit être surtout sensible pour les ondes très-faibles.

Enfin je ferai remarquer qu'en admettant $\alpha = 0,00367$, qui est le coefficient de dilatation que j'ai trouvé pour l'air atmosphérique sous la pression de $0^{m}760$, j'introduis une valeur sensiblement plus grande que celle qui appartient à l'air infiniment raréfié et qui doit être la même que celle du gaz parfait.

FIN DE LA PREMIÈRE PARTIE.

MÉMOIRE

SUR LA

DÉTENTE DES GAZ.

INSTITUT IMPÉRIAL DE FRANCE.

MÉMOIRE

SUR LA

DÉTENTE DES GAZ

PAR M. V. REGNAULT

MEMBRE DE L'ACADÉMIE.

Je réunis dans ce mémoire les nombreuses expériences que j'ai faites, dans une période de 20 ans, pour déterminer les pertes de chaleur qu'un gaz subit lorsqu'il se détend dans les conditions si diverses où ce phénomène se réalise dans la nature et dans les expériences de nos laboratoires. J'indiquerai brièvement l'idée qui m'a fait entreprendre ces recherches; le lecteur comprendra plus facilement ainsi les phases successives par lesquelles elles ont passé.

Lorsque je commençais en 1842 mes expériences pour déterminer la capacité calorifique des gaz, je croyais avoir

trouvé une méthode sûre et facile pour déterminer, avec le même appareil, et sans pétition de principes :

1° La chaleur spécifique d'un gaz sous pression constante et à volume variable ;

2° Sa chaleur spécifique sous volume constant, la pression variant de manière à laisser le volume constant.

J'ai décrit, tome II, page 58, les expériences que j'ai faites pour déterminer la chaleur spécifique d'un grand nombre de gaz et de vapeurs sous pression constante, mais avec variation de volume; les figures 6, 7, 8 et 10 (Planche I) représentent l'appareil que j'ai employé à cet effet. Je n'ai pas besoin d'y revenir.

Pour obtenir avec le même appareil la chaleur spécifique sous volume constant, je lui faisais subir les modifications suivantes :

Je terminais le serpentin de la Grande Cuve ABCD (fig. 7) pàr une petite plaque pleine, percée d'un orifice capillaire. Je remplaçais le petit manomètre MNM' qui, dans les expériences sur la chaleur spécifique sous pression constante, ne servait qu'à régulariser la vitesse du courant d'air par un autre de plus grandes dimensions, permettant de mesurer des pressions de plusieurs atmosphères.

Cela posé, je me propose de déterminer la chaleur spécifique de l'air atmosphérique sous volume constant, entre la température T qui est celle du bain ABCD et la température θ qui est la température moyenne prise par le calorimètre dans chaque expérience.

Je calcule la force élastique $H + f$ que l'air doit avoir à T° pour que, changeant librement de volume, et sa température descendant à $\theta°$, sa force élastique devienne, dans le calori-

mètre, égale à celle H de l'atmosphère extérieure. Il suffit pour cela de poser

$$V.1,2932\frac{1}{1+\alpha T}\cdot\frac{H+f}{760}=V.1,2932\frac{1}{1+\alpha\theta}\cdot\frac{H}{760}$$

ou

$$\frac{H+f}{1+\alpha T}=\frac{H}{1+\alpha\theta};$$

d'où l'on tire

$$f=\frac{H\alpha(T-\theta)}{1+\alpha\theta}.$$

Le bain ABCD est maintenu à la température T pendant la durée de l'expérience; on opère comme il a été dit t. II, page 78, mais on manœuvre la vis régulatrice U de façon que le manomètre MNM' montre constamment l'excès de pression f. Ainsi, dans ce cas, le gaz présente dans le serpentin de la cuve ABCD une température T et une force élastique $H+f$; tandis qu'il descend dans le calorimètre, sans changer de volume, à la température θ et à la pression H. Avec les idées que j'avais alors sur la mécanique des gaz, et qui étaient d'ailleurs admises généralement par les physiciens, je croyais avoir réalisé ainsi les conditions dans lesquelles on peut obtenir directement la chaleur spécifique d'un gaz sous volume constant.

Je me proposais de faire ces nouvelles expériences lorsque celles qui donnaient les chaleurs spécifiques sous pression constante seraient terminées. Mais ces dernières m'occupèrent pendant plusieurs années et je me décidais, le 17 juillet 1848, à déposer à l'Académie des sciences un paquet cacheté qui contient la description complète de ma méthode pour déterminer successivement, avec le même appareil, la

chaleur spécifique d'un gaz sous pression constante et celle de ce gaz sous volume constant. (*Comptes rendus*, t. XXVII, p. 77.)

Quoi qu'il en soit, la première expérience que je fis ainsi, le 22 octobre 1849, me donna un résultat bien différent de celui que j'attendais : je trouvais *pour le gaz subissant la détente dans le calorimètre la même capacité calorifique que celle qu'il me donnait lorsqu'il traversait le calorimètre sans y subir de détente.*

Pour rendre ce fait plus saillant, j'augmentais beaucoup la pression sous laquelle le gaz chaud arrive à l'orifice capillaire. Je reconnus alors que la chaleur, abandonnée par le gaz chaud lorsqu'il subit une forte détente dans le calorimètre, est même un peu plus grande que celle qui est donnée par le même gaz quand il traverse ce calorimètre en conservant sa force élastique.

Ainsi, *dans les conditions où mes expériences étaient faites*, la chaleur spécifique d'un gaz sous volume constant est sensiblement égale à la chaleur spécifique de ce gaz sous pression constante. J'ai annoncé ce fait à l'Académie dans sa séance du 18 avril 1853 (1). (Voyez comptes-rendus de l'Académie, t. XXXVI, p. 680.)

Je devais conclure également de mes expériences que *si l'air comprimé arrive dans le calorimètre en équilibre de température avec lui, la détente doit se faire dans le calorimètre sans lui faire subir un changement sensible de température.*

---

(1) Les expériences dont il est ici question ont été faites avec la coopération de MM. Izarn, Soret et Descos, qui ne m'ont plus prêté leur concours depuis l'année 1853.

C'est, en effet, ce que je prouvais par un grand nombre d'expériences que j'inscrirai plus loin.

En résumé, mes recherches me démontraient que, *lorsqu'un gaz se détend dans les conditions de mes expériences*, c'est-à-dire *lorsqu'il sort de l'appareil calorimétrique avec la totalité du mouvement que la détente lui a donnée, le phénomène calorifique est bien différent de celui qui a lieu pour le même gaz lorsqu'il est contenu, à l'état de repos, dans un cylindre indéfini et que l'on fait varier son volume en déplaçant un piston.*

Aujourd'hui la théorie mécanique de la chaleur explique parfaitement ces différences; elle montre qu'il ne suffit pas de considérer les densités initiale et finale du gaz, mais qu'il faut tenir compte des changements survenus dans le mouvement de translation du gaz, et même dans ses mouvements moléculaires.

Il est facile de définir, *théoriquement*, un certain nombre de conditions dans lesquelles un gaz peut subir le même changement de densité et éprouver des variations différentes de température. Mais il est beaucoup plus difficile, souvent même il est impossible, de réaliser ces conditions par l'expérience, *en conservant la simplicité de l'énoncé théorique.* Le plus souvent on fait naître des phénomènes secondaires, qu'on ne peut pas encore définir nettement aujourd'hui, et dont il est encore plus difficile de mesurer ou de calculer les effets.

Je distinguerai dans ce mémoire deux espèces de détente, parce que j'ai dû employer pour chacune d'elles une méthode spéciale :

1° La détente simple, que j'appellerai *détente statique;*

c'est celle que subit un gaz *en repos* quand, *à l'aide d'un travail extérieur*, on agrandit l'espace qu'il occupe, le gaz reprenant l'*état de repos* après la détente. La *même masse* de gaz est donc à l'état de repos dans le réservoir calorimétrique au commencement et à la fin de l'expérience.

2° La détente que j'appellerai *dynamique;* c'est lorsqu'un gaz, en repos ou en mouvement, se détend en traversant un orifice et qu'il échappe ensuite aux appareils calorimétriques avec toute la vitesse acquise. La masse de gaz contenue dans le réservoir calorimétrique *n'est pas constante* pendant l'expérience; une portion arrive ou échappe avec une vitesse variable, déterminée par l'excès variable de pression.

Je commencerai par la détente dynamique, bien qu'elle soit la plus complexe; mais c'est celle que j'ai étudiée d'abord, comme se présentant fréquemment dans toutes mes recherches sur les gaz. Les nombreuses expériences qui s'y rapportent doivent être divisées en deux parties :

La première partie comprend celles dans lesquelles un gaz comprimé et en mouvement arrive dans le calorimètre et en sort avec son mouvement primitif modifié par l'effet de la détente. Le calorimètre contient donc, au commencement et à la fin de l'expérience, une même quantité, très-petite, de gaz; sa température est modifiée *uniquement* par les effets calorifiques que subit le gaz qui le traverse.

La seconde partie se rapporte aux expériences où la quantité totale du gaz est contenue dans un réservoir calorimétrique, soit au commencement, soit à la fin de l'expérience. Je distinguerai ici deux cas :

Premier cas. Le gaz comprimé est à l'état de repos dans le réservoir calorimétrique. On le laisse sortir en ouvrant

un orifice plus ou moins capillaire; il s'échappe dans l'atmosphère avec la vitesse variable produite par sa détente successive.

Second cas. Le réservoir calorimétrique contient le gaz en repos sous la pression de l'atmosphère extérieure. Le gaz comprimé dans un grand réservoir s'échappe par un orifice capillaire et se rend, à une température connue, dans le réservoir calorimétrique, dont il comprime successivement le gaz jusqu'à ce que la force élastique soit devenue la même dans les deux réservoirs.

DÉTENTE DYNAMIQUE.

PREMIÈRE PARTIE.

I. — *Chaleur absorbée par l'expansion d'un gaz qui sort d'un réservoir où il est comprimé, en traversant un petit orifice en mince paroi.*

La première partie des expériences que je vais décrire a été faite en 1850, à l'époque où je faisais mes expériences pour déterminer les chaleurs spécifiques des gaz sous pression constante. J'ai employé le même appareil avec quelques modifications que je vais indiquer. Il est représenté tome II, planche I, fig. 7, et il a été décrit en détail dans les pages 59 et suivantes de ce volume. Je ne répéterai pas cette description; je me contenterai d'indiquer la légère modification que l'appareil a subie pour ces nouvelles recherches.

Le tube en métal *oxa* qui joint la vis régulatrice U au serpentin placé dans la cuve ABCD a une section uniforme, sans étranglement, dont le diamètre est de 8 millimètres; le petit manomètre MNM′ est remplacé par un autre de dimensions beaucoup plus grandes, qui permet de noter des pressions de plusieurs atmosphères.

L'extrémité *f* du serpentin qui s'engage dans le calorimètre W se prolonge jusqu'au milieu de la grande boîte inférieure *abcd* de ce calorimètre (tome II, planche I, fig. 10). Cette extrémité *f* est fermée par une plaque mince de métal, percée en son centre d'une ouverture capillaire.

Lorsque l'appareil est disposé pour une expérience, le réservoir V renferme le gaz comprimé sous une pression que l'on mesure sur le grand manomètre à air libre, et à une température que l'on note sur le thermomètre T.

La grande cuve ABCD est remplie d'huile, constamment agitée, et que l'on maintient à une température sensiblement constante;

Enfin le calorimètre est rempli d'eau que l'on agite continuellement et d'une manière parfaitement uniforme.

Au moment où l'on fait partir le compteur à secondes, on observe la température du calorimètre, puis on suit pendant 10 minutes la variation qu'elle éprouve par les causes extérieures. On obtient ainsi les premiers éléments nécessaires pour établir la formule à l'aide de laquelle on calcule l'effet des causes perturbatrices extérieures, ou pour construire la courbe graphique que l'on utilisera pour le même objet.

A la fin de la dixième minute on ouvre brusquement, et complétement, le robinet R qui est à large ouverture. Dans une expérience préliminaire, la vis micrométrique a été tournée de telle façon que le manomètre MNM' indique une pression *f* que l'on maintiendra constante pendant toute la durée de l'expérience. Ainsi le gaz s'échappe du réservoir V avec un grand excès de pression; il traverse l'orifice que lui laisse la vis régulatrice U de manière à établir une pression

absolument constante pendant toute la durée de l'écoulement dans le serpentin de la cuve ABCD. Arrivé à l'extrémité f sans changer de pression, il traverse l'orifice capillaire, se détend dans les boîtes du calorimètre et s'échappe dans l'atmosphère par la tubulure qui les surmonte.

Un aide surveille constamment la marche du manomètre intermédiaire MNM′. En manœuvrant convenablement la vis U, il maintient sensiblement constante la pression sous laquelle le gaz arrive, pendant toute l'expérience, à l'orifice capillaire de l'extrémité f du serpentin qui pénétre dans le calorimètre.

Pendant l'écoulement de l'air, on note de minute en minute, simultanément, la température variable θ du calorimètre, la température T sensiblement constante de la cuve, enfin la marche du grand manomètre à air libre qui indique la pression, successivement décroissante, de l'air dans le réservoir V.

Lorsqu'une quantité suffisante d'air a traversé l'appareil, on ferme brusquement le robinet R, et l'on continue à observer, de minute en minute, la marche du thermomètre du calorimètre pendant 15 minutes. Les observations des dix dernières minutes, où le calorimètre n'est plus influencé que par les causes extérieures, servent pour le calcul de la formule de correction, ou pour le tracé de la courbe graphique qu'on utilise pour le même objet.

Lorsque le grand manomètre du réservoir V est devenu stationnaire, ce qui n'arrive que 15 à 20 minutes après la fermeture du robinet R, on note la pression du gaz qui reste dans le réservoir V, et l'on peut calculer le poids du gaz qui en est sorti.

Posons :

F la pression initiale du gaz dans le réservoir V,

F' la pression finale du gaz dans le réservoir V,

τ la température du gaz dans ce réservoir au commencement et à la fin de l'expérience,

T la température moyenne, sur le thermomètre à air, du liquide de la cuve ABCD, que l'on maintient sensiblement constante pendant toute la durée de l'expérience,

θ la température initiale du calorimètre, au moment où l'on ouvre le robinet R,

θ' la température finale du calorimètre, au moment où l'on commence à observer sa variation pendant les dix minutes finales,

$\Delta\theta$ le changement de température subi par le calorimètre, après correction des effets produits par les causes extérieures,

P le poids du gaz qui remplit le réservoir V, sous la pression F et à la température τ, avant le commencement de l'écoulement,

P' le poids du gaz qui reste dans le réservoir après l'écoulement, sous la pression F' et à la même température τ,

p le poids du gaz écoulé par minute,

M la valeur en eau du calorimètre contenant toujours la même jauge d'eau,

f l'excès de pression sous lequel l'écoulement a lieu et qui est marqué par le manomètre intermédiaire MNM',

c la chaleur spécifique du gaz sous pression constante.

Le poids du gaz qui a traversé le calorimètre est (P—P'); il y entre avec la température T qu'il a prise dans la cuve ABCD; il en sort avec la température moyenne $\frac{\theta+\theta'}{2}$ du calorimètre. Il a donc abandonné au calorimètre, par le fait seul de son refroidissement, une quantité de chaleur représentée par

$$(P-P').c.\left(T-\frac{\theta+\theta'}{2}\right)=q.$$

Dans notre expérience, le calorimètre subit un change-

ment de température $\Delta\theta$; sa quantité de chaleur varie de $M\Delta\theta$; par conséquent

$$M\Delta\theta - (P - P')c\left(T - \frac{\theta + \theta'}{2}\right) = Q$$

représente la variation qu'il a subie dans sa quantité de chaleur par la détente et par le mouvement de l'air; $\Delta\theta$ ayant le signe qui lui convient.

Le calorimètre éprouverait la même variation $M\Delta\theta$ dans sa quantité de chaleur, s'il était traversé par une quantité égale de gaz qui conserverait sa pression constante, et arriverait dans le calorimètre avec une différence constante x de température par rapport à celle du calorimètre. La valeur de x sera donnée par l'équation

$$(P - P')cx = M\Delta\theta.$$

Nous donnerons souvent cette valeur de x dans nos tableaux.

Si l'on veut connaître la différence constante y de température que le gaz devrait présenter par rapport à la température moyenne du calorimètre pour que, traversant le calorimètre sous pression constante, il lui donnât une quantité de chaleur Q, égale à celle qui est abandonnée par le fait de la détente et de la circulation de l'air, il faudra poser

$$(P - P')cy = Q.$$

Nous inscrirons surtout les valeurs de y dans nos tableaux, parce qu'elles se rapportent à un élément nettement défini.

Enfin, on peut calculer, à l'aide de mes expériences, une *capacité calorifique spéciale* C du gaz, laquelle comprend non-seulement la chaleur abandonnée par l'abaissement de

sa température, mais en outre l'effet calorifique produit par son expansion et par son mouvement, *dans les conditions spéciales à chaque expérience*. On aura alors :

$$C = \frac{M\Delta\theta}{T - \frac{\theta + \theta'}{2}}.$$

On pourra ainsi rapporter l'effet calorifique produit par l'expansion et par le mouvement du gaz à la capacité calorifique c du même gaz sous pression constante.

Le réservoir V dans lequel on comprime le gaz est celui qui m'a servi dans mes expériences pour déterminer la chaleur spécifique des gaz sous pression constante; sa capacité est de 29 lit. 788.

Les poids P et P' de l'air contenu dans le réservoir V au commencement et à la fin de chaque expérience, sont calculés à l'aide de la formule

$$P = Ah + Bh^2 + Ch^3$$

que j'ai donnée tome II, page 70, et pour laquelle on a

$$\text{Log } A = \bar{2},7047569,$$
$$\text{Log } B = \bar{8},3347796,$$
$$\text{Log } C = \overline{12},1804189 \text{ (*)}; \quad \text{B et C étant positifs,}$$

Cette formule donne :

pour $h = 760^{mm}$, $P = 38^{gr}522$.

Le poids de l'eau qui remplirait ce réservoir serait

$$38^{gr}522 \frac{1000}{1,2932} = 29788^{gr}1.$$

(*) C'est par suite d'une transposition typographique que l'on trouve, tome II, page 70, log $C = \overline{12},8104189$.

Les valeurs du coefficient de dilatation de l'air sous différentes pressions sont prises dans la table que j'ai donnée tome II, page 71.

EXPÉRIENCES DE 1850.

Première série.

Le bain d'huile et l'eau du calorimètre sont à peu près à la même température que l'air ambiant. Ainsi, dans ce cas, le calorimètre n'est influencé que par les dégagement ou absorption de chaleur que l'air atmosphérique éprouve par sa détente au sortir de l'orifice capillaire f, et par celui qui peut résulter de son mouvement à travers les boîtes qui le composent.

On a pour la valeur M, en eau, du calorimètre : Log. M = 2,8220372. La tubulure par laquelle le gaz sort du calorimètre a un diamètre de 8 millimètres.

	I.	II.
$P-P'$	143gr,53	130,65
p	8gr,44	7,26
T	5°977	6,844
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	5°942	6,081
$\Delta\theta$	− 0°00248	+ 0°03508
y	− 0°0833	− 0°01286
f	1061mm8	847,4

La valeur de y est très-petite dans ces deux expériences; ainsi le refroidissement produit par l'expansion de l'air sous des excès si faibles de pression est presque insensible.

Deuxième série.

On chauffe le bain d'huile et on le maintient à une température sensiblement constante pendant la durée de chaque expérience.

Dans ce cas, l'air, possédant la pression qui est marquée par le manomètre MNM' et que l'on règle par la vis V, s'échauffe dans le bain d'huile; il ne se détend qu'en pénétrant dans le calorimètre. Il abandonne au calorimètre :

1° Une quantité de chaleur $(P - P')\,c\left(T - \frac{\theta+\theta'}{2}\right)$ en descendant de la température T du bain d'huile à la température moyenne $\frac{\theta+\theta'}{2}$ du calorimètre, car la chaleur spécifique $c = 0{,}2375$ de l'air sous pression invariable est la même, quelle que soit sa densité, tome II, page 213;

2° La résultante Q des quantités de chaleur restant dans le calorimètre après l'expansion du gaz et les divers mouvements moléculaires intérieurs et extérieurs qui s'y sont effectués.

Notre expérience donne la somme $M\Delta\theta$ de ces deux quantités; nous avons considéré cette somme comme une *capacité calorifique spéciale* $C\left(T - \frac{\theta+\theta'}{2}\right)$. Jusqu'à présent nous ne pouvons pas préciser toutes les causes qui produisent la quantité Q de chaleur; mais nous pouvons connaître sa valeur en posant :

$$Q = M\Delta\theta - (P - P')\,c\left(T - \frac{\theta+\theta'}{2}\right).$$

On a d'ailleurs :

$$(P-P')\,C\left(T-\frac{\theta+\theta'}{2}\right)=M\Delta\theta;$$

par suite :

$$Q=(P-P')\left(T-\frac{\theta+\theta'}{2}\right)(C-c).$$

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
$P-P'$	146gr497	132,77	132,81	115,05	71,65	70,34	163,80	138,81
p	6gr37	6,05	6,69	8,21	7,15	7,02	9,87	8,67
T	161°25	170,49	173,84	175,89	188,76	168,34	169,20	174,41
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	11°09	11,56	11,01	10,99	14,21	11,03	15,90	15,85
$\Delta\theta$	+ 7°9951	+ 7,5851	+ 7,9256	+ 6,9424	+ 4,5365	+ 4,0585	+ 9,1977	+ 8,0671
$M\Delta\theta$	+ 5307,10	+ 5035,00	+ 5261,0	+ 4608,4	+ 3011,3	+ 2694,0	+ 6105,4	+ 5354,9
Q	82,6	23,5	125,0	102,6	41,0	66,0	141,6	111,1
C	0,2413	0,2387	0,2435	0,2429	0,2408	0,2434	0,2432	0,2426
f	912mm0	953,00	1082,5	1845,0	2306,4	2307,1	2307,0	2307,0
t	163°62	171,23	177,85	179,64	191,17	172,29	172,84	177,78

Ces expériences montrent que la capacité calorifique spéciale C est toujours notablement plus grande que la chaleur spécifique c sous pression constante ; ainsi *la détente du gaz dans le calorimètre et les divers mouvements qui s'y effectuent abandonnent au calorimètre une quantité très-sensible de chaleur.*

Pour les trois premières expériences, la détente de l'air est de 1 mètre de mercure environ, tandis que dans les cinq dernières elle est plus que deux fois plus grande, et cependant pour de si grandes variations de la détente, on ne reconnaît pas de changement sensible dans la valeur de C. Ce fait m'a beaucoup surpris, et je me suis décidé à faire de nouvelles expériences.

Le même poids d'air atmosphérique qui, traversant le calorimètre sans subir de détente, lui donnerait la même

élévation de température, devrait y entrer avec une température x que l'on déduira de l'équation :

$$(P-P').0{,}2375\left(x-\frac{\theta+\theta'}{2}\right)=M\Delta\theta.$$

J'ai inscrit ces valeurs de x dans mes tableaux. On voit qu'elles sont sensiblement plus grandes que celles que l'on a observées sur le thermomètre du bain d'huile.

Troisième série.

Les expériences de cette série ont été faites huit jours après, mais exactement dans les mêmes conditions que celles de la seconde série. On n'avait rien changé dans les appareils et l'on s'est assuré qu'il n'y avait ni fuite de gaz, ni cause quelconque d'insuccès.

	I.	II.	III.	IV.	V.
$P-P'$	126gr92	120,26	123,76	124,93	124,44
p	6gr32	6,01	5,61	6,23	6,21
T	178°30	179,68	177,46	178,76	175,00
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	16°57	16,79	15,43	14,57	16,78
$\Delta\theta$	+ 7°6719	+ 7,4310	+ 7,5643	+ 7,6618	+ 7,4195
$M\Delta\theta$	+ 5092,6	+ 4932,7	+ 5021,2	+ 5085,9	+ 4925,1
Q	217,5	280,3	258,7	214,2	249,0
C	0,2481	0,2518	0,2504	0,2480	0,2501
f	1188mm2	1119,0	1254,3	1153,3	1153,0
x	185°51	189,49	186,26	185,98	183,43

La température du bain d'huile était sensiblement la même que dans la série précédente ; la détente du gaz différait bien peu de celle qui avait lieu dans les trois premières expériences de cette série, et cependant les valeurs de C sont

notablement plus grandes. J'ai cherché vainement à m'expliquer cette différence que je ne pouvais pas attribuer à un changement de vitesse, car celle-ci était sensiblement la même dans les deux séries.

Quatrième série.

N'ayant pu trouver aucune raison sérieuse pour expliquer comment les valeurs de C étaient plus grandes dans les expériences de la troisième série que dans celles de la seconde, j'ai imaginé que cela pouvait tenir à quelques poussières engagées dans l'orifice capillaire, lesquelles pouvaient donner lieu à un frottement contre les molécules gazeuses, d'où résulterait une petite élévation de température. Pour m'en assurer, j'introduisis dans l'orifice une pointe en acier trempé que je fis tourner entre les doigts de manière à polir les bords de l'ouverture. Mais j'augmentais ainsi notablement l'orifice, car sous des pressions sensiblement égales, l'orifice débita par minute une quantité plus grande de gaz. J'obtins alors les résultats suivants :

	I.	II.
$P - P'$	$141^{gr}25$	151,26
	$10^{gr}09$	10,80
T	$185^{\circ}37$	180,61
$\frac{\theta + \theta'}{2}$	$13^{\circ}85$	17,60
$\Delta\theta$	$+ \quad 8^{\circ}8258$	$+ \quad 9,0382$
$M\Delta\theta$	$+ 5858,6$	$+ 5999,5$
Q	104,6	143,5
C	0,2418	0,2433
f	$1065^{mm}4$	1065,0
x	$188^{\circ}49$	184,61

Les valeurs de C sont maintenant les mêmes que celles de la seconde série. Il m'est cependant bien difficile d'admettre que ce résultat ait été obtenu uniquement par l'opération si simple de régulariser les bords de l'orifice et d'en augmenter un peu la section.

Nous supposons dans nos calculs que le gaz sort du calorimètre après s'être mis en équilibre de température avec lui; j'ai voulu m'en assurer par expérience. A cet effet, j'ai ajusté sur la tubulure qui surmonte le calorimètre un tube de verre ouvert aux deux bouts, dans lequel j'ai suspendu un thermomètre dont le petit réservoir sphérique est maintenu à un centimètre de l'orifice de la tubulure, de sorte qu'il était entièrement plongé dans le courant d'air sortant. On a fait passer de l'air à travers l'appareil comme dans les expériences ordinaires, en notant simultanément, minute par minute, la température du calorimètre et celle du courant gazeux. Le petit thermomètre plongé dans le courant gazeux au sortir du calorimètre a montré constamment 0° 10 d'excédant de température sur le thermomètre du calorimètre. J'attribuais alors ce résultat à ce que le réservoir du petit thermomètre recevant le choc direct du courant d'air détruit une portion notable du mouvement de l'air, et recueille la plus grande partie de la chaleur qui provient de cette destruction de mouvement.

En résumé, les expériences que je viens de décrire prouvent:

1° Que, lorsque l'air atmosphérique se détend librement, à travers un petit orifice, dans un calorimètre qui est à la même température que le gaz comprimé, *l'air éprouve par la détente un très-faible abaissement de température.* Cette petite absorption de chaleur peut provenir de ce que

l'air atmosphérique n'est pas un fluide élastique parfait, par suite qu'il subit un petit excès de détente qui consomme une certaine quantité de chaleur. Si cette explication est exacte, l'absorption de chaleur doit être d'autant plus grande que la détente est plus considérable.

Je pense que l'absorption de chaleur produite par cette cause est réellement plus grande que celle qui est donnée par nos expériences, car il doit se faire dans l'intérieur du calorimètre un dégagement de chaleur provenant de la perte de mouvement que les molécules gazeuses subissent dans le calorimètre. En effet, à chaque instant il sort du calorimètre une quantité de gaz égale à celle qui y entre. Or, l'entrée se fait par l'orifice capillaire, tandis que la sortie se fait par la large tubulure qui termine les boîtes du calorimètre. Les molécules gazeuses sortent donc du calorimètre avec une vitesse infiniment plus faible que celles qu'elles ont à l'entrée.

Enfin, on peut croire que la friction des molécules gazeuses contre les parois, et surtout au passage de l'orifice capillaire, donne lieu à un dégagement sensible de chaleur. Je décrirai bientôt les expériences que j'ai faites pour reconnaître et pour mesurer cette quantité de chaleur.

2° Si le gaz arrive chaud dans le calorimètre avant la détente, et s'il se met en équilibre de température avec ce calorimètre avant de se répandre dans l'air extérieur, les mêmes causes doivent agir, mais elles produisent une résultante opposée; car l'expérience montre que l'air abandonne alors au calorimètre une quantité de chaleur plus grande que celle qu'il lui donnerait s'il n'éprouvait pas de détente.

Le phénomène est ici bien plus complexe; je vais essayer de l'analyser : A la haute température à laquelle il arrive

dans le calorimètre, l'air jouit d'une élasticité plus parfaite, de sorte que s'il pouvait se détendre sans recevoir ni perdre de chaleur au dehors, la détente se ferait presque sans changement de température. De plus, mes expériences ont montré, dans les limites de précision dont elles sont susceptibles, que, sous pression constante, l'air atmosphérique a la même capacité calorifique, quelle que soit sa pression. Par l'effet de ces deux causes réunies, le calorimètre devrait subir la même élévation de température que si l'air ne subissait pas de détente. Mais si la cause de refroidissement a disparu, la cause de réchauffement due à la perte de force vive reste tout entière. Il y a plus, elle a augmenté, puisque le gaz dilaté par la chaleur possède encore une plus grande vitesse au passage de l'orifice capillaire. Ainsi c'est à la chaleur produite par la perte de force vive que j'attribue surtout le dégagement de chaleur observé.

EXPÉRIENCES SUR L'HYDROGÈNE.

J'ai voulu reconnaître si un fait analogue se présentait pour le gaz hydrogène.

Les expériences ont été faites exactement comme celles que nous venons de décrire pour l'air atmosphérique.

Les poids d'hydrogène qui remplissent le réservoir V, sous une pression H exprimée en mètres de mercure ont été calculés à l'aide de la formule, tome II, page 121.

$$P = 50^{gr}694 . \delta . H[1 - A(H-1) - B(H-1)^2]$$

dans laquelle

$$\delta = 0{,}0692,$$
$$\text{Log } A = \bar{4}{,}6438050,$$
$$\text{Log } B = \bar{5}{,}3657553.$$

On a d'ailleurs, comme précédemment :

$$\text{Log } M = 2{,}8220372.$$

Le bain d'huile est chauffé.

	I.	II.	III.	IV.	V.
P — P′	7gr,3996	9,0301	10,381	11,397	7,053
p	1gr057	0,645	1,154	1,628	1,763
T	177°08	178,26	179,19	170,30	177,28
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	16°73	17,17	14,49	15,91	14,77
$\Delta\theta$	+ 6°1211	+ 7,5029	+ 8,9277	+ 9,0577	+ 5,9346
C	3,4230	3,4238	3,4652	3,4161	3,4363
f	869mm0	870,0	1064,1	1596,6	1978,6

L'excès de force élastique f sous lequel la détente s'est faite, a varié du simple au double, mais la capacité calorifique C ne paraît pas en être affectée. Nous avons trouvé pour la chaleur spécifique de l'hydrogène en poids quand la force élastique du gaz ne change pas (tome II, page 121),

$$c = 3{,}4090.$$

Les valeurs de C que nous venons de trouver sont un peu plus grandes, mais les différences sont bien faibles et elles sont dues certainement à la perte de force vive que le gaz subit dans le calorimètre.

Je ne regardais pas ces expériences comme assez concluantes pour être publiées, mais je ne poussais pas plus loin, en 1850, mes recherches sur ce sujet, parce que mon temps était pris par d'autres travaux.

EXPÉRIENCES DE 1854.

Dans les expériences de 1850, la détente du gaz à l'entrée du calorimètre se faisait sous des excès de pression assez faibles; j'ai voulu reconnaître si je n'obtiendrais pas des résultats plus réguliers en rendant les détentes beaucoup plus fortes. A cet effet, j'ai modifié l'appareil de la manière suivante :

Je supprime dans l'appareil la vis régulatrice V et le manomètre intermédiaire MNM', à l'aide desquels je rendais constant l'excès de pression qui produit l'écoulement dans chaque expérience, et je réunis immédiatement le tube à large section au serpentin de la cuve ABCD. De cette façon l'écoulement du gaz a lieu sous l'excès de pression que le gaz du réservoir V présente par rapport à celle de l'atmosphère. Comme cette pression varie pendant l'écoulement, depuis la pression initiale F jusqu'à la pression finale F', j'admets que le gaz s'est écoulé constamment sous la pression moyenne $\frac{F+F'}{2}$.

La tubulure par laquelle le gaz sort du calorimètre a un diamètre de 8 millimètres.

Expériences sur l'air atmosphérique (22 février 1854).

Pour que la détente varie moins pendant la durée d'une expérience, je comprime l'air dans le grand réservoir V dont la capacité est de $253^{\text{lit.}},231$. Le poids de l'air qui remplit ce grand réservoir sous diverses pressions se calcule à l'aide de la formule de la page 592; mais en multipliant la valeur

de P, ainsi trouvée, par le facteur 8,5010 qui représente le rapport des capacités des deux réservoirs.

Le bain d'huile reste à la température ordinaire. On a pour le calorimètre

$$\text{Log } M = 2,8002358.$$

Voici les résultats de deux expériences :

	I.	II.
F	$8708^{mm}09$	7962,5
F'	$8051^{mm}79$	7230,3
$\frac{F+F'}{2}$	$8379^{mm}94$	7596,4
$P-P'$	$275^{gr}38$	306,68
p	$13^{gr}77$	12,27
T	$11^{\circ}549$	11,805
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$11^{\circ}815$	11,812
$\Delta\theta$	$-\ 0^{\circ}2879$	$-\ 0,2412$
$M\Delta\theta$	$-\ 181,73$	$-\ 152,241$
Q	$-\ 164,34$	$-\ 151,667$
y	$-\ 2^{\circ}5181$	$-\ 2,0827$
f	$7633^{mm}65$	6850,1

On déduit de là :

$$\text{Moyenne de } f = 7242^{mm}0$$
$$\text{Moyenne de } y = -2^{\circ}30$$

Si l'on admet que les valeurs de y sont proportionnelles aux excès de pression f, ainsi que je le démontrerai bientôt, on a pour un excès de pression de 1 mètre de mercure

$$f_1 = 1^{m}000, \qquad y_1 = -0^{\circ}3176$$

L'air s'est écoulé dans ces expériences sous un excès de pression beaucoup plus grand que dans les premières expériences de la page 593, aussi le froid produit par l'expansion est-il beaucoup plus sensible.

Expériences sur le gaz hydrogène (avril 1854).

L'appareil reste exactement le même que pour les expériences sur l'air atmosphérique ; le poids du gaz qui remplit le réservoir, sous une pression H exprimée en millimètres de mercure, est celle qui a été donnée page 600.

Le bain d'huile reste à la température ordinaire.

Le gaz hydrogène produit un son très-intense dans les boîtes du calorimètre.

$\text{Log } M = 2{,}8156641$

	I.	II.
F	7412mm4	8809mm2
F′	4992mm3	5875,4
$\frac{F+F'}{2}$	6202mm3	7342,3
t	5°85	7,40
P—P′	8gr242	9,926
p	0gr916	1,241
T	5°245	8,924
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	5°028	8,927
$\Delta\theta$	+ 0°00548	— 0,00522
$M\Delta\theta$	+ 3,583	— 3,414
Q	3,514	3,319
y	— 0,0895	— 0,0981
f	5440,2	6589,5

Moyenne de f = 6014mm0
Moyenne de y = — 0°094

d'où l'on déduit

$f = 1^{m}000, \quad y_1 = -0°0156$

L'écoulement du gaz s'est fait sous l'influence d'un grand excès de pression, cependant les valeurs de y sont si petites qu'on peut les regarder comme négligeables.

Expériences sur l'acide carbonique.

On emploie pour ces expériences le réservoir V de $29^{lit.}788$; le poids du gaz qu'il contient sous la pression H est calculé à l'aide de la formule de la page 123, t. II.

On a pour le calorimètre :

$$\text{Log M} = 2{,}8013625$$

Première série (mars 1854).

Le bain d'huile reste à la température de l'atmosphère :

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	$4669^{mm}75$	5201,46	9074,0	9403,39	9450,27	9662,15
F'	$3147^{mm}47$	3416,68	7055.7	6592,68	7355,05	7527,46
$\frac{F+F'}{2}$	$3908^{mm}6$	4309,07	8064,85	8997,54	8402,66	8594,81
τ	$5^{o}6$	5,6	3,65	3,85	2,95	2,8
P — P'	$122^{gr}68$	144,901	179,286	249,035	188,154	198,047
p	$8^{gr}17$	9,06	17,93	17,79	18,81	19,30
T	$3^{o}620$	3,573	3,462	3,658	2,340	1,969
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$2^{o}882$	2,903	2,462	3,180	1,863	2,319
$\Delta\theta$	$-0^{o}17741$	— 0,2582	— 0,6820	— 1,0065	— 0,8022	— 0,9156
$M\Delta\theta$	— 112,288	— 163,44	— 431,65	— 637,03	— 507,764	— 579,52
Q	— 131,759	— 184,486	— 471,22	— 662,75	— 527,14	— 564,98
y	$-4^{o}9756$	— 5,8920	— 12,1682	— 12,3207	— 12,9677	— 13,548
f	$3158^{mm}6$	3549,1	7314,9	8247,5	7652,66	7839,8

On déduit de là :

Moyenne des expériences I et II.

$$f = 3354^{mm}$$
$$y = -5°43$$

d'où

$$f = 1^{m}000, \quad y = -1°6190$$

Moyenne des expériences III, IV, V et VI.

$$f = 7764^{mm}$$
$$y = -12°73$$

d'où

$$f_1 = 1^{m}000, \quad y_1 = -1°6396$$

Ces valeurs de y sont beaucoup plus grandes que celles que nous avons trouvées pour l'air atmosphérique sous les mêmes excès de pression; nous ne pouvons pas dire qu'elles augmentent proportionnellement à l'excès moyen de pression qui produit l'écoulement, car dans les expériences précédentes les valeurs de y augmentent sensiblement avec la pression.

Ainsi, lorsque le gaz acide carbonique se détend à travers une petite ouverture en s'échappant dans l'air extérieur, il subit un abaissement de température beaucoup plus grand que celui qui est éprouvé par l'air dans les mêmes circonstances. Ce résultat ne doit pas surprendre, parce que l'acide carbonique s'écarte bien plus que l'air de la loi de Mariotte; il se produit donc un bien plus grand excès de détente qui consomme nécessairement une quantité plus grande de chaleur.

Deuxième série (avril 1854).

Le bain d'huile est chauffé à une température voisine de 100°, que l'on maintient sensiblement constante pendant toute la durée de chaque expérience.

	I.	II.	III.
F	$9750^{mm}75$	9682,1	6539,6
F'	$7655^{mm}35$	7637,7	4348,3
$\frac{F+F'}{2}$	$8708^{mm}05$	8659,9	5444,0
$P-P'$	$185^{gr}80$	178,65	178,59
p	$20^{gr}64$	14,89	17,86
T	$103^{\circ}214$	101,827	97,95
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$10^{\circ}654$	12,511	11,531
$\Delta\theta$	$+\ 4^{\circ}7786$	$+\ 4,380$	$+\ 4,516$
$M\Delta\theta$	$+\ 3125,80$	$+\ 2865,11$	$+\ 2954,21$
Q	356,04	365,40	170,53
x	$82^{\circ}904$	$79^{\circ}213$	81,705
y	$-\ 9^{\circ}656$	$-\ 10,102$	$-4,716$
f	7945,30	7897,3	4682,1
C	0,1818	0,1796	0,1909

On déduit de là :

$$\text{III}\quad f = 4682^{mm}$$
$$y = -4^{\circ}72$$

d'où

$$f_1 = 1^{m}000, \quad y_1 = -1^{\circ}0081$$

Moyenne de I et II.

$$f = 7921^{mm}$$
$$y = -9^{\circ}88$$

d'où

$$f_1 = 1^{m}000, \quad y_1 = -1^{\circ}2473$$

Les valeurs de y, pour un même excès de pression, sont ici

plus faibles que lorsque le gaz entrant ne subissait pas d'abaissement notable de température. Ce résultat se comprend aisément par ce fait qu'à 100° le gaz acide carbonique s'éloigne moins de l'élasticité parfaite qu'à la température ordinaire. De plus la valeur de y_1 augmente rapidement avec la pression.

La chaleur spécifique moyenne de l'acide carbonique sous pression constante (tome II, page 128) est 0,2025 entre + 10° et + 100°. Cette valeur est notablement plus grande que celle que nous venons de trouver pour C. Ainsi, contrairement à ce que nous avons observé pour l'air atmosphérique, le fait de la détente a donné lieu à une absorption notable de chaleur, et cette absorption est d'autant plus considérable que l'écoulement se fait sous une plus forte pression.

Troisième série (avril 1854).

On chauffe le bain d'huile vers 200°.

	I.	II.
F	9738^{mm}9	8173,4
F'	8502^{mm}3	6886,1
$\frac{F+F'}{2}$	9120^{mm}6	7529,7
P—P'	109^{gr}906	109,628
p	13^{gr}74	13,70
T	202°83	204,79
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	15°06	15,09
$\Delta\theta$	+ 6°2918	+ 6,5774
$M\Delta\theta$	+ 4115,63	+ 4302,46
Q	360,96	208,70
x	172°63	180,92
y	— 15°14	— 8,776
f	8359,3	6769,1
C	0,1994	0,2068

Ces deux expériences présentent une divergence assez grande, cela me fait craindre que l'une d'elles soit fautive. Je m'en suis aperçu trop tard pour pouvoir faire de nouvelles déterminations. Quoi qu'il en soit, on en déduit :

Moyenne de $f = 7564^{mm}$
Moyenne de $y = -11°96$

d'où

$$f_1 = 1^{m}000, \quad y_1 = -1°581$$

La chaleur spécifique moyenne c de l'acide carbonique sous pression constante entre + 10° et + 210°, est 0,2169 (tome II, page 128), valeur qui est également plus grande que celle que nous trouvons pour notre capacité calorifique spéciale C dans ces dernières expériences.

Quatrième série (mars 1854).

On remplit la cuve avec un mélange réfrigérant de chlorure de calcium cristallisé et de glace.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	$6635^{mm}6$	9139,46	9468,9	9479,2	9295,5
F'	$4471^{mm}7$	6642,33	6605,5	7587,2	7933,9
$\frac{F+F'}{2}$	$5553^{mm}6$	7890,89	8037,2	8533,2	8614,7
P — P'	$181^{gr}38$	220,89	253,77	134,18	121,602
p	$15^{gr}11$	22,09	25,38	13,42	12,16
T	— 21°985	— 24,617	— 28°832	— 21,372	— 30,693
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	4°649	7,975	6,063	8,150	7,997
$\Delta\theta$	— 2°0761	— 3,3617	— 4,0282	— 1,949	— 2,1545
$M\Delta\theta$	— 1314,02	— 2127,74	— 2555,50	— 1233,60	— 1363,68
Q	423,91	801,27	923,91	503,73	496,81
x	39°310	52,280	54,655	49,898	60,86
y	+ 12°676	+ 19,688	+ 19,760	+ 20,375	+ 22,174
f	$4799^{mm}6$	7136,9	7387,2	7779,2	7860,7
C	0,2720	0,2955	0,2886	0,3114	0,2899

Les valeurs de y sont ici toutes positives, et d'autant plus grandes que les excès de pression produisant l'écoulement sont plus considérables. Ainsi, lorsque le gaz acide carbonique comprimé arrive plus froid dans le calorimètre et s'y réchauffe en même temps qu'il s'y détend, *il absorbe dans la détente une quantité de chaleur beaucoup plus grande que quand il arrive avec un excès de température*. On devait s'y attendre, puisque ce gaz s'éloigne d'autant plus de l'élasticité parfaite qu'il est à une température plus basse.

La chaleur spécifique moyenne de l'acide carbonique sous pression constante entre — 30° et + 10° est 0,1843. Les valeurs que nous venons de trouver pour notre capacité calorifique spéciale C sont beaucoup plus grandes. Ainsi, lorsque l'acide carbonique à — 30° se détend à travers un petit orifice et se réchauffe jusqu'à + 10° aux dépens du milieu extérieur, il absorbe une quantité de chaleur notablement plus grande que lorsque sa pression reste constante.

Les résultats obtenus dans ces quatre séries s'expliquent facilement dans leur ensemble; mais on ne peut pas en déduire des conclusions nettes au point de vue de la constitution et des propriétés physiques de l'acide carbonique aux diverses températures. Ils doivent être corrigés des quantités de chaleur provenant de la perte de force vive que le gaz subit dans le calorimètre; mais la plus grande partie de l'effet observé est dû aux réactions moléculaires intérieures que nous ne pouvons pas encore définir aujourd'hui.

En résumé, j'ai traité dans ce chapitre deux questions qu'il convient de séparer :

I. Un gaz comprimé sous une pression F s'échappe par un orifice capillaire en mince paroi; il se détend jusqu'à la pression H de l'atmosphère extérieure et s'échappe avec la la vitesse acquise. On demande quel est le changement de température qu'il subit?

Nous avons reconnu que, par la détente ainsi effectuée, l'air atmosphérique subit un faible abaissement de température qui s'élève à 0°3176 pour une diminution de force élastique de 1 mètre de mercure (page 603); pour l'hydrogène la variation de température est insensible (page 605); enfin pour le gaz acide carbonique l'abaissement de température est plus considérable (page 606), car il s'élève à 1° 640 pour une diminution de force élastique de 1 mètre de mercure.

J'attribue ces effets à l'action simultanée de plusieurs causes qui agissent souvent en sens contraire :

1° Les gaz qui s'écartent de la loi de Mariotte, dans le sens reconnu pour l'air et l'acide carbonique; subissent un *excès de détente* qui donne lieu a un abaissement de température proportionnel à cet excès. L'hydrogène s'écartant de cette loi dans le sens opposé, dégage probablement dans ce cas une petite quantité de chaleur. Cette cause comprend l'ensemble des réactions moléculaires intérieures.

2° Les molécules gazeuses sont sensiblement en repos dans le grand réservoir; leur vitesse de translation commence à l'orifice capillaire. Au passage de cet orifice, non-seulement elles se détendent et repoussent l'atmosphère

extérieure en consommant le travail dépensé par le gaz tranquille du réservoir, mais leur vitesse de translation s'accélère beaucoup et les molécules prennent une force vive *qui est produite par leur propre chaleur*, et qui détermine ainsi un abaissement de température du gaz sortant, souvent plus grand que celui qui est dû à la première cause.

3° A mesure que le gaz se détend et chemine dans les boîtes du calorimètre qui lui présentent des sections plus larges, la vitesse de translation des molécules diminue, et il y a un dégagement de chaleur qui compense en partie le refroidissement dû à la seconde cause; mais il ne peut pas y avoir compensation exacte, parce que le gaz sort toujours du calorimètre avec une grande vitesse.

Pour l'air atmosphérique et surtout pour l'acide carbonique, la première cause l'emporte sur la seconde, et il y a refroidissement du gaz.

Pour l'hydrogène les trois causes n'agissant pas dans le même sens se neutralisent, surtout à cause du poids atomique très-faible de ce gaz.

Cette question est d'une grande importance pour la théorie mécanique des gaz; elle sera encore traitée longuement dans les chapitres suivants où j'ai fait varier beaucoup les conditions de la détente.

II. Un gaz comprimé sous la pression F et à la température T sort par un orifice capillaire en mince paroi; il se détend jusqu'à la pression atmosphérique H, descend à la température t et s'échappe avec la vitesse acquise. On demande la quantité de chaleur qu'il a abandonnée?

Cette question est beaucoup plus complexe que la pre-

mière parce qu'elle comprend les effets calorifiques produits par les changements de vitesse moléculaire, les modifications qui surviennent dans la constitution du gaz par le changement de pression, de plus celles qui proviennent du changement de température. J'ai été amené à considérer une *capacité calorifique spéciale* qui comprend l'ensemble de ces effets. Cette capacité calorifique est pour l'air atmosphérique sensiblement plus grande que la capacité calorifique de l'air sous pression constante; pour l'hydrogène elle est la même; enfin pour le gaz acide carbonique elle est notablement inférieure à la capacité calorifique sous pression constante dans les températures élevées et beaucoup supérieure dans les températures très-basses.

Je pense qu'il serait important de connaître très-exactement la différence qui existe, pour chaque gaz, entre notre *capacité calorifique spéciale* avec détente et la capacité calorifique du même gaz sous pression constante. Je ne crois pas que l'on parvienne à une précision suffisante par la méthode que j'ai suivie jusqu'ici. Celle-ci consiste en effet à déterminer la différence très-petite qui existe entre deux valeurs obtenues par des expériences complètement indépendantes et d'une exécution difficile. Pour y parvenir plus sûrement j'ai imaginé une méthode spéciale, que j'appellerai *Méthode différentielle*, et pour laquelle j'emploie l'appareil représenté par la figure 6 planche V. Cet appareil est construit depuis plusieurs années; mais je n'ai pas trouvé jusqu'ici le temps de faire les nombreuses expérences auxquelles il est destiné. Je donnerai la description de la méthode et celle de l'appareil à la fin de ce mémoire.

II. — *Expériences pour déterminer la chaleur que l'air atmosphérique absorbé quand il se détend depuis une haute pression jusqu'à la pression de l'atmosphère, non pas subitement comme dans le chapitre précédent, mais successivement.*

Dans les expériences qui précèdent, l'air comprimé dans le réservoir se détend complétement au sortir d'un seul orifice situé à l'intérieur; le gaz détendu circule ensuite dans les boîtes superposées du calorimètre et se met en équilibre de température avec l'eau de ce calorimètre avant de se dégager dans l'atmosphère. J'ai cherché, dans les expériences que je vais décrire, à faire la détente en plusieurs périodes dans l'intérieur du calorimètre, afin de reconnaître si cette circonstance exerce une influence.

Le calorimètre spécial que j'ai employé pour ces expériences, et que je nommerai *calorimètre à détentes successives*, se compose d'une série de tubes A, B, C, D, ... en laiton (Planche III fig. 20), de 8 millimètres de diamètre intérieur, reliés les uns aux autres par des tubulures o, o′, o″, etc. Ces tubes, au nombre de douze, sont verticaux et forment une couronne circulaire à l'intérieur du vase calorimétrique A B C.

Le réservoir contenant le gaz comprimé communique avec le long serpentin disposé dans la cuve M pleine d'eau. L'extrémité *ab* de ce serpentin s'engage à frottement dans la tubulure *cd* du premier tube A; la jonction est rendue hermétique par un scellement au mastic.

Lorsqu'on ouvre le robinet du grand réservoir, le gaz circule dans le serpentin de la cuve M en conservant à peu près la même pression que dans le réservoir, mais en prenant la température de l'eau de la cuve. Cette pression se transmet de même dans le premier tube A du calorimètre; la détente ne commence qu'au sortir de l'orifice capillaire *o* du premier tube A. Une seconde détente se fait au passage du gaz par le second orifice capillaire *o'*, de sorte que la force élastique du gaz est moindre dans le tube C que dans le tube B. Au sortir de chacun des tubes verticaux, il y a donc une détente jusqu'à ce que le gaz arrive au douzième et dernier tube, où il se met sensiblement en équilibre avec la pression de l'atmosphère.

Les ouvertures o, o', o'' ...., que le gaz traverse ainsi successivement, ont des diamètres de plus en plus grands à mesure qu'elles s'éloignent de l'orifice, afin que la valeur relative de la détente soit à peu près la même pour chaque orifice, malgré la variation successive que la pression éprouve dans chaque tube vertical.

L'expérience se fait d'ailleurs exactement de la même manière que lorsqu'on employait le calorimètre à boîtes superposées avec détente unique : nous conserverons les mêmes notations pour les éléments de chaque expérience.

Les effets que l'on veut mesurer dans le calorimètre sont toujours très-petits, et pour les rendre suffisamment sensibles, il faut laisser écouler un poids assez considérable de gaz. Pour que cette masse de gaz écoulé ne fasse pas subir une trop grande diminution à la pression du gaz dans le réservoir, je n'ai employé que le grand réservoir, dont la capacité est de 253lit.231.

On a

$$\text{Log } M = 2{,}9089619$$

La tubulure par laquelle le gaz sort du calorimètre a une section de 8 millimètres. Le diamètre intérieur du serpentin *ab* est de 6 millimètres.

Le tableau suivant renferme les résultats des expériences:

(Mai 1853.)

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
F	5860mm5	6089,85	6856,01	7524,39	8695,61	8735,9	8704,1
F'	5036mm77	5166,29	6092,14	6860,7	7601,31	7638,5	7726,7
$\frac{F+F'}{2}$	5448mm64	5628,07	6474,07	7192,54	8148,4	8186,7	8215,4
τ	12°8	13,1	13,1	13,1	5,10	5,0	4,8
$P-P'$	341gr17	382,09	316,56	274,55	468,53	470,08	419,01
p	34gr117	34,735	39,57	48,64	52,06	52,23	46,56
T	11°94	12,45	12,391	12,30	6,023	5,582	4,807
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	12°47	11,94	12,074	12,24	5,609	5,352	4,763
$\Delta\theta$	— 0°2231	— 0,1360	— 0,1502	— 0,1597	— 0,298	— 0,3387	— 0,321
$M\Delta\theta$	— 181,296	— 110,511	— 122,092	— 129,797	— 242,163	— 275,253	— 261,394
Q	138,443	156,334	146,875	133,870	288,069	300,911	266,411
y	— 1°7122	— 1,7276	— 1,9444	— 2,0574	— 2,594	— 2,701	— 2,676
f	4685,84	4875,47	5721,47	6439,95	7385,8	7424,3	7452,1

De ce tableau général je tirerai les moyennes suivantes:

Moyennes des expériences I et II $y = -1°7199$ pour $f = 4780^{mm}65$
III et IV $y = -2°0009$ pour $f = 6080^{mm}70$
V, VI et VII $y = -2°657$ pour $f = 7420^{mm}70$

On déduit de là :

I et II $f_1 = 1^m000$, $y_1 = -0°3598$
III et IV $f_1 = 1^m000$, $y_1 = -0°3290$
V, VI et VII $f_1 = 1^m000$, $y_1 = -0°3580$

Les valeurs de y sont à peu près proportionnelles aux pressions moyennes d'écoulement. De plus, elles sont sensiblement plus grandes que celles que nous avons obtenues (p. 603) pour l'air se détendant à travers un seul orifice capillaire. Je dois en conclure que le frottement produit par l'air sur les pa-

rois des 12 orifices qu'il traverse successivement ne donne pas un dégagement de chaleur plus grand que lorsqu'il traverse une seule ouverture beaucoup plus petite, car l'absorption de chaleur dans l'appareil à détentes successives est même plus grande que celle que nous avons trouvée avec l'appareil à un seul orifice capillaire (page 603). Ce dernier fait s'explique par le débit beaucoup plus grand, obtenu avec le calorimètre à détentes successives et qui occasionne une plus grande vitesse du gaz à la sortie du calorimètre. Une autre circonstance peut y contribuer : lorsque l'air se détend à travers un orifice unique percé à l'extrémité du serpentin plongé dans la cuve ABCD (pl. I, fig. 7, t. II), une portion de la chaleur qui opère l'augmentation de vitesse des molécules gazeuses peut être prise au serpentin, puis abandonnée au calorimètre quand la vitesse moléculaire diminue; tandis que dans le calorimètre à détentes successives la détente ne commençant qu'à l'orifice *o* du premier tube A, fig. 20, pl. III, la totalité de l'effet se produit aux dépens de la chaleur du calorimètre.

Deuxième série.

On conserve le même calorimètre, mais on fait plusieurs modifications importantes à la disposition de l'appareil, afin de rendre plus facile la correction due aux causes perturbatrices extérieures, et de maintenir sensiblement constant l'excès de pression qui produit l'écoulement pendant la durée d'une expérience.

A cet effet, on se sert des deux réservoirs à gaz V et W, accouplés à peu près comme le représente la fig. 7, t. II, pl. II. L'appareil calorimétrique communique avec le petit

réservoir V, auquel le manomètre à air libre est adapté. On comprime d'abord, avec la machine, l'air dans les deux réservoirs réunis jusqu'à ce que l'on ait atteint la pression sous laquelle on veut faire l'écoulement; on intercepte alors la communication entre les deux réservoirs et l'on continue à comprimer l'air dans le grand réservoir W pour y introduire la quantité d'air suffisante pour maintenir constante la pression dans le réservoir V pendant la durée de l'expérience.

Le calorimètre *abcd,* pl. IV, fig. 3, est maintenu dans une cuve ABCD, fixée invariablement dans une cuve plus grande EFGH; l'intervalle des deux cuves est rempli d'eau à la température ambiante, et l'on agite cette eau uniformément pendant la durée de l'expérience. Un serpentin en cuivre, de 10 mètres de long, est maintenu dans l'eau de la grande cuve. Par son orifice supérieur O il communique avec les réservoirs à air comprimé; la tubulure *o* du calorimètre butte contre le second orifice, et la jonction est rendue hermétique à l'aide d'un tube de laiton couvert de mastic et qui recouvre les deux tubes.

L'extrémité *m* du serpentin du calorimètre communique, à l'aide d'un tube de caoutchouc, avec un compteur à gaz de grandes dimensions, sur lequel on peut noter, à chaque instant, le volume de gaz qui a traversé le calorimètre.

Enfin, une dernière modification importante a été faite au calorimètre : on a rétréci la première ouverture capillaire *a* du tube de détente A, fig. 20, planche III, de façon à diminuer beaucoup la vitesse d'écoulement. Je craignais que la très-grande vitesse obtenue dans la première série ne permît pas à l'air de se mettre en équilibre de température avec l'eau du calorimètre, surtout à cause du court chemin qu'il lui reste à parcourir dans le calorimètre, à partir de sa dernière détente.

Voici maintenant la manière d'opérer : l'air est comprimé dans le petit réservoir V, à la pression pour laquelle on veut opérer ; la machine continue à comprimer l'air dans le grand réservoir W pendant le cours de l'expérience, de manière à rendre à ce réservoir, plus ou moins complétement, l'air qui en sort ; elle fait marcher en même temps l'agitateur *ef* du calorimètre et deux agitateurs qui travaillent dans la cuve EFGH. L'eau de cette cuve est sensiblement à la même température que l'air ambiant, de sorte que sa température varie très-peu pendant le cours de l'expérience. La température de l'eau du calorimètre diffère peu de celle de la cuve ambiante.

On commence par observer pendant dix minutes la marche des deux thermomètres T et T'; on obtient ainsi une première donnée pour connaître la formule destinée à calculer les perturbations extérieures. On ouvre complétement le robinet du réservoir V, de sorte que l'air de ce réservoir traverse le grand serpentin de la cuve EFGH, le serpentin du calorimètre, enfin le compteur à gaz.

La machine n'envoie dans mes réservoirs que de l'air parfaitement desséché ; c'est dans cet état qu'il traverse le grand serpentin de la cuve EFGH et le serpentin du calorimètre ; mais il prend de l'eau en traversant le compteur. J'ai reconnu par des expériences directes, faites par la méthode des pesées, qu'au sortir du compteur l'air est très-près de son état de saturation. D'après cela :

V représente le nombre de litres d'air qui ont traversé le compteur,
t la température de l'eau du compteur,
f_t la force élastique de la vapeur d'eau à cette température,
H_0 la hauteur du baromètre réduite à 0°,
P le poids de l'air sec qui a traversé le compteur.

On a :

$$P = V \cdot 1^{gr},2932 \cdot \frac{H_0 - f_t}{760} \cdot \frac{1}{1 + \alpha t}.$$

A la fin de chaque journée d'expériences, on dispose dans la même cuve EFGH, et à côté l'un de l'autre, les thermomètres T, T', et l'on en fait la comparaison précisément à la température pour laquelle on vient de les employer. Dans ces comparaisons qui ont été très-nombreuses, les différences n'ont jamais dépassé $\frac{2}{100}$ de degré.

Afin de rendre plus facile l'appréciation de la vitesse de circulation de l'air dans les diverses parties de l'appareil, j'ai cherché à réaliser, encore mieux que dans l'appareil de la première série, cette condition que les variations de densité, par suite les changements de vitesse, se fissent aussi complétement que possible à l'intérieur du calorimètre. A cet effet, le tube du grand serpentin de la cuve EFGH, les tubulures *o*, *m*, du calorimètre, ont exactement le même diamètre intérieur qui est de 8 millimètres.

Un aide manœuvre, en même temps, une vis régulatrice placée sur le tube qui réunit les deux réservoirs V et W, de sorte que le grand réservoir W restitue continuellement au réservoir V l'air que celui-ci envoie au calorimètre, et il rend ainsi sensiblement constante la pression marquée par le grand manomètre, c'est-à-dire l'excès de pression F sous lequel le gaz arrive au calorimètre.

De cinq minutes en cinq minutes, on note, *simultanément*, les indications des thermomètres T, et T', ainsi que celles du compteur à gaz.

Lorsqu'on a fait passer une quantité suffisante de gaz, on ferme le robinet du réservoir V à la fin d'un intervalle de

cinq minutes; le courant gazeux cesse. On attend encore 5 minutes pour être certain que toutes les parties du calorimètre sont en équilibre de température; enfin on fait l'observation des variations de température pendant les dix minutes finales, pour avoir un second élément pour le calcul des effets perturbateurs.

Une seconde expérience suit immédiatement la première, parce qu'on règle la marche de la machine de manière à rétablir constamment dans le réservoir W le gaz qu'il dépense.

Cette manière d'opérer présente de grands avantages sur la première.

1° L'excès de pression F sous lequel l'écoulement se fait reste sensiblement constant.

2° Le calorimètre est placé dans une enceinte dont la température varie à peine et qui est la même que celle de l'air lancé par les réservoirs; on a donc évité les perturbations produites par ces courants irréguliers de l'air ambiant, dont il est impossible d'apprécier exactement les effets.

3° On peut rendre aussi grande, et aussi petite que l'on veut, la différence initiale des températures des deux thermomètres T et T'; en un mot, on peut augmenter ou diminuer à volonté l'effet des causes perturbatrices, et reconnaître ainsi directement, par l'expérience, si le mode de correction adopté présente l'exactitude désirable.

4° Plusieurs expériences peuvent se succéder immédiatement lorsqu'on mesure le volume du gaz au compteur, parce qu'on n'est plus obligé, comme dans les expériences de la première série où l'on déterminait ce volume par l'observation des pressions, d'attendre au moins un quart d'heure à la suite d'une expérience pour que le gaz resté dans les

réservoirs se soit mis de nouveau en équilibre de température avec l'eau qui les environne. L'équilibre n'a lieu que lorsque la colonne du grand manomètre s'arrête à un niveau fixe.

Le compteur à gaz que j'emploie est le modèle que la Compagnie parisienne du gaz adopte pour un débit de 50 à 100 becs. Je l'ai vérifié rigoureusement à l'aide du grand réservoir W, dont je connais exactement la capacité sous diverses pressions, et j'ai déterminé ainsi la très-faible correction qu'il faut faire à sa division officielle.

Les valeurs inscrites dans les tableaux n'étant pas absolument les mêmes que dans la première série, je vais en donner une nouvelle définition. Soient :

F excès moyen de pression sous lequel l'écoulement du gaz s'effectue,
P poids du gaz sec écoulé,
p poids écoulé par minute,
T température moyenne du gaz arrivant,
θ température moyenne du calorimètre,
τ température moyenne du thermomètre plongé dans le courant gazeux au sortir du calorimètre,
$\Delta\theta$ variation de température du calorimètre, corrigée de l'effet des causes perturbatrices extérieures,
M valeur en eau du calorimètre,
$M\Delta\theta$ quantité de chaleur perdue par le calorimètre,
q quantité de chaleur donnée au calorimètre par le gaz qui change de température,
y différence de température que le gaz devrait présenter constamment par rapport au calorimètre pour lui faire subir la même variation $(M\Delta\theta + q)$ dans sa quantité de chaleur, si le gaz conservait une pression constante dans le calorimètre.

On a d'ailleurs comme précédemment :

$$q = P.0{,}2375.(T - \theta),$$

$$y = \frac{M\Delta\theta + q}{P.0{,}2375}.$$

En admettant que la valeur de y varie proportionnellement à l'excès de pression, je désigne par y_1 la valeur de y donnée par chaque expérience pour un excès de pression f_1 correspondant à une colonne de mercure de un mètre. J'inscris également les valeurs de y_1 dans les tableaux.

Poids du calorimètre avec son agitateur 307^{gr}40, valeur en eau = 28^{gr}86
Poids de l'eau de la jauge 771 15

M = 800^{gr}01

Log M = 2,9030954

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	6281^{mm}23	6490,61	6256,56	6437,75	7029,80	7150,85
P	462^{gr}85	458,91	423,29	428,31	440,89	449,66
p	9^{gr}26	9,18	8,46	8,56	8,81	8,98
T	14°384	14,646	15,878	15,073	15,257	15,458
θ	14°512	14,583	15,067	15,000	15,273	15,224
Δθ	— 0°3280	— 0°4241	— 0°3284	— 0,3075	— 0,3494	— 0,3183
MΔθ	—262,38	—269,52	—262,77	—245,98	—279,55	—254,66
q	—14,07	+ 6,87	— 19,00	+ 7,32	— 1,675	+ 24,99
y	— 2°259	— 2°536	— 2,425	— 2,490	— 2,654	— 2,619
y_1	— 0°3596	— 0°3907	— 0,3876	— 0,3868	— 0,3775	— 0,3662

La moyenne de toutes les valeurs de y_1 est — 0°3781,

quantité un peu plus grande que celle que nous avons obtenue par la première série. Cette différence provient de deux causes dont les effets sont opposés :

1° La vitesse d'écoulement de l'air étant quatre ou cinq fois moindre dans les expériences de la seconde série que dans celles de la première, le gaz détendu a pu se mettre plus rigoureusement en équilibre de température avec l'eau du calorimètre; l'abaissement de température doit donc être plus considérable dans la seconde série que dans la première.

2° L'air sort du calorimètre avec une vitesse moléculaire d'autant plus grande qu'il s'en écoule une plus grande quantité

dans le même temps. La force vive que l'air gagne dans le calorimètre en prenant une plus grande vitesse moléculaire correspond à une certaine quantité de chaleur que l'air emporte avec lui, et qui aurait élevé la température du calorimètre. Par ce fait et toutes choses égales d'ailleurs, le calorimètre subira un refroidissement d'autant plus grand que l'air en sortira avec plus de vitesse.

Les deux causes agissent donc en sens contraire, il s'agit de savoir quelle est celle qui l'emporte sur l'autre.

Il est difficile dans l'état actuel de nos connaissances de fixer la quantité de chaleur qui correspond à la vitesse animant les molécules gazeuses, à moins d'admettre que ces molécules cheminent d'une manière entièrement indépendante. J'ai voulu chercher par l'expérience comment y_1 varie, *dans mon appareil*, avec la quantité d'air écoulée par minute. A cet effet, j'ai élargi un peu la première ouverture capillaire du calorimètre, de façon à avoir un écoulement intermédiaire entre ceux des deux premières séries. Le tableau suivant renferme les résultats des expériences faites avec l'orifice agrandi.

	I.	II.	III.
F	5857^mm^06	6397,1	6688,53
P	472^gr^67	483,61	468,83
p	13^gr^55	13,82	13,40
T	16°151	16°404	16,704
θ	16°016	16,087	16,276
τ	16°349	16,360	16,529
$\Delta\theta$	— 0°2807	— 0,2920	— 0,2701
$M\Delta\theta$	— 224,57	— 233,60	— 216,08
q	+ 15,15	+ 36,41	+ 47,66
y	— 2°135	— 2°350	— 2°368
y_1	— 0°3646	— 0°3675	— 0°3542

L'écoulement gazeux est une fois et demie plus grand

dans ces nouvelles expériences que dans celles de la seconde série ; la moyenne générale $y_1 = -0°,3621$ est aussi sensiblement plus faible.

Enfin, pour une dernière série d'expériences, j'ai encore agrandi le premier orifice pour obtenir un écoulement d'air encore plus abondant, j'ai obtenu ainsi les résultats inscrits dans le tableau suivant :

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	5930^{mm}9	5076,06	5980,3	6193,9	5474,3
P	679^{gr}26	775,91	705,04	549,26	648,76
p	34^{gr}85	31,04	35,25	36,60	32,43
T	15°907	17,722	17,716	17,676	17,696
θ	16,227	17,847	17,580	17,340	17,124
τ	16,350	18,278	»	»	»
$\Delta\theta$	— 0°4913	— 0°4162	— 0°3912	— 0,2797	— 0,2562
$M\Delta\theta$	— 393,03	— 332,99	— 312,97	— 223,80	— 204,93
q	— 52,99	— 23,04	+ 22,77	+ 43,83	+ 88,13
y	— 2°053	— 1,682	— 2,005	— 2,052	— 1,902
y_1	— 0°3462	— 0,3314	— 0,3353	— 0,3312	— 0,3474

	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
F	6092^{mm}6	5823,9	5896,7	5915,75	5251,70
P	717^{gr}92	655,47	636,40	699,08	634,59
p	35^{gr}89	32,77	31,82	34,95	31,73
T	16°403	16,424	16,294	16,135	16,093
θ	16,212	16,020	15,911	15,698	15,451
τ	»	»	»	»	»
$\Delta\theta$	— 0°4069	0,3328	— 0°3020	— 0°3371	— 0,2176
$M\Delta\theta$	—325,55	— 266,24	— 241,62	— 269,71	— 174,06
q	+32,56	+ 62,89	+ 57,89	+ 72,556	+ 96,76
y	— 2°100	— 2,114	— 1,982	— 2°062	— 1,797
y_1	— 0°3447	— 0,3630	— 0°3361	— 0,3484	— 0°3422

La moyenne génerale est $y_1 = -0°3420$.

Cette valeur de y_1 est notablement plus faible que celle de la série précédente ; elle diffère bien peu de celle qui a été

donnée par la première série où la vitesse d'écoulement était à peu près la même.

Ainsi toutes ces expériences prouvent que la première cause l'emporte sur la seconde. Cela ne doit pas étonner, car, dans notre appareil où la détente se fait successivement, le gaz a trop peu d'espace à parcourir dans le calorimètre, *après sa détente complète*, pour se mettre parfaitement en équilibre de température avec lui. On aurait beaucoup diminué ces différences si l'on avait fait passer le gaz, au sortir du dernier tube de détente, par un tube de grand diamètre, fig. 2, planche IV, placé dans l'axe du calorimètre et muni de disques découpés qui forcent l'air à circuler suivant une spirale.

En résumé, les expériences faites à l'aide du calorimètre à détentes successives ont donné les valeurs suivantes de y_1 :

Excès de pression moyen.	Poids de l'air écoulé par minute.	f_1	y_1
4780mm	34gr5	1m000	0°3590
6080	44,0	»	0,3290
7421	50,3	»	0,3580
6607	8,9	»	0,3781
6314	13,60	»	0,3621
5763	37,2	»	0,3426
		Moyenne de y_1 =	0°3548

Les trois dernières expériences ont été faites à peu près sous la même pression, mais avec des vitesses d'écoulement très-différentes. Elles montrent que la valeur de y_1 est d'autant plus grande que la vitesse du gaz détendu est plus faible à la sortie du calorimètre; j'ai donné la raison de cette différence.

Pour que les résultats fussent rigoureusement comparables d'une expérience à l'autre, il faudrait que la vitesse du gaz à la sortie du calorimètre fût toujours la même. Il serait surtout intéressant de disposer les appareils, et de conduire les expériences, de façon que les vitesses de transport des molécules du gaz détendu fussent les mêmes à la sortie du calorimètre que celles qui les animent quand elles arrivent avec la pression initiale dans le premier tube du calorimètre. Il suffirait pour cela que les sections fussent toujours en raison inverse des densités du gaz, mais je n'ai pas cherché à réaliser cette condition dans les expériences que je viens de décrire.

Il y aurait également un grand intérêt à connaître la valeur de y_1 quand le gaz sort du calorimètre avec une vitesse infiniment petite; ce serait *la limite de y*. Il est évident qu'on n'y parviendra pas par la méthode calorimétrique seule; car on ne pourra pas réaliser les conditions du gaz prenant finalement l'état de repos, et restant constamment en équilibre de température avec le calorimètre. On ne pourrait l'obtenir qu'en déterminant très-exactement la température du gaz à la sortie du calorimètre, et la vitesse du courant à l'endroit où est placé le réservoir du thermomètre qui donne cette température. On trouvera plus loin beaucoup d'expériences dans lesquelles j'ai cherché à déterminer la température du gaz à sa sortie, mais cette détermination présente toujours des incertitudes.

III. — *Effets calorifiques produits par l'air qui se détend en traversant des tubes capillaires plus ou moins longs.*
(Octobre 1854.)

Dans ma première manière d'opérer (page 587) l'air se détendait subitement au sortir d'un seul orifice capillaire, percé en mince paroi. Dans la seconde (page 614), la détente se faisait, successivement, au passage de 12 orifices en mince paroi, placés à distance égale l'un de l'autre. Dans la troisième méthode, que je vais décrire maintenant, j'ai voulu que la détente se fît d'une manière absolument continue, l'air traversant un tube capillaire de grande longueur. L'air arrivait à l'entrée de ce tube avec une pression très-peu différente de celle qu'il avait dans le grand réservoir, et au sortir de ce tube il rencontrait une pression très-peu différente de celle de l'atmosphère. Je voulais surtout reconnaître ainsi si le frottement de l'air sur une très-longue étendue de parois modifiait sensiblement les effets calorifiques produits par la simple détente du gaz.

Le grand réservoir dans lequel l'air est comprimé communique hermétiquement avec l'extrémité *a* du long serpentin en cuivre de la cuve ABCD (Planche III, fig. 19), qui est remplie d'eau à la température ambiante. L'autre extrémité de ce serpentin est soudée hermétiquement à l'origine du serpentin contenu dans le calorimètre.

Le serpentin du calorimètre se compose de deux tubes de cuivre *bc* et *de*, tournés sur le même cylindre ; chacun de ces tubes a un mètre et demi de longueur, leur section intérieure est de 6 millimètres. C'est entre ces deux bouts de ser-

pentin que l'on intercale un tube capillaire d'argent (1), dont on varie le calibre intérieur et la longueur. Ce tube est tourné en spirale sur le même cylindre que les bouts de spirale en cuivre entre lesquels il est intercalé, et on l'y ajuste hermétiquement avec de la soudure à l'étain. L'eau du calorimètre et celle du bain ABCD, qui donne à l'air une température connue avant son entrée dans le serpentin du calorimètre, sont agitées d'un mouvement parfaitement uniforme. Les températures sont indiquées par les thermomètres T et T' qui portent 20 divisions par chaque degré centigrade, et qui ont été rigoureusement comparés entre eux aux températures mêmes qu'ils suivent dans les expériences. On s'arrangeait toujours pour que l'eau présentât de très-faibles différences de température dans le calorimètre et dans la cuve ABCD, et pour que cette température fût à peu près celle de l'air extérieur, que l'on notait sur un thermomètre disposé auprès du calorimètre.

Le grand réservoir de $253^{\text{lit.}},23$ étant chargé d'air comprimé, on mesure la pression de l'air sur le grand manomètre à air libre et sa température dans l'eau qui entoure

(1) Je me sers depuis vingt ans de fils métalliques constituant des tubes capillaires; ils simplifient beaucoup la construction et l'usage des appareils destinés à contenir et à conduire au loin les gaz sous de très-fortes pressions. Avec l'argent fin et le cuivre très-pur j'ai fait étirer des tubes de plus de 30 mètres de long, d'une seule pièce. Après le recuit, ces fils présentent une malléabilité et une flexibilité parfaites. Si l'étirage au banc est fait avec soin sur un cylindre de métal foré bien concentriquement, et si l'on recuit fréquemment pendant l'étirage, on obtient des longueurs de 20 à 30 mètres qui ne présentent pas la moindre fuite sous les plus fortes pressions. Il est clair qu'à l'aide de petits manchons métalliques recouvrant les joints, on peut réunir hermétiquement autant de bouts de fils capillaires que l'on veut, et amener ainsi très-facilement le gaz comprimé ou dilaté aux plus grandes distances.

ce réservoir. Les agitateurs marchent d'une manière parfaitement uniforme dans la cuve A B C D et dans le calorimètre; on note, simultanément pendant 10 minutes, les températures que marquent les deux thermomètres T et T' et celui qui est plongé dans l'air ambiant, afin d'obtenir les premiers éléments qui seront nécessaires pour calculer les effets produits par les causes extérieures.

Lorsqu'on ouvre le robinet R du réservoir à air comprimé, l'air traverse le serpentin de la cuve A B C D sans changer sensiblement de pression, mais en prenant la température de l'eau de cette cuve, et se rend, sans changer de pression, dans la première partie *bc* du serpentin en cuivre du calorimètre. La détente commence à l'entrée du serpentin étroit en argent, et au sortir de ce tube capillaire, l'air s'écoule par la seconde partie *de* du serpentin en cuivre où il reprend la pression de l'atmosphère et sort par l'orifice *e*, après avoir pris exactement la température de l'eau du calorimètre.

Pendant l'écoulement du gaz on notait, de minute en minute, ou seulement de 5 en 5 minutes quand le courant était peu abondant, les températures simultanées des thermomètres T, T' et celle de l'air ambiant, et quand on jugeait que la portion écoulée était suffisante, on fermait brusquement le robinet R du réservoir. On continuait à observer pendant 5 minutes, afin que le gaz isolé eût le temps de s'écouler complétement et que le calorimètre fût partout en équilibre de température. Enfin, on terminait par l'observation des variations de température pendant les 10 minutes finales, lesquelles sont produites uniquement par les causes perturbatrices extérieures.

Je conserve les mêmes notations que dans les précé-

dentes séries. Pour faire comprendre la méthode de calcul, je vais inscrire les données numériques d'une seule expérience prise au hasard.

Le tube capillaire d'argent dans lequel la détente se fait a une longueur de $1^m,12$.

De plus, on a

$$\text{Log } M = 2,9101279.$$

Pression moyenne produisant l'écoulement $f = 7502^{mm}5$.

Moments des observations.		Thermomètre du calorimètre en divisions arbitraires.		Température du bain d'eau ABCD.	Température de l'air ambiant.	
en $10' = 0^D 65$	0'	366^D9	moy. = 367,23 = 14°957	360^D1	15°46	moy. = 15°535
en $1' = 0^D065$	10	367,55		360,6	15,61	
	15	366,8		361,1	15,68	
	20	365,7		361,5	15,81	
	25	365,0		362,0	15,86	
	30	364,1		362,3	15,86	
fin de l'écoulement	35	363,35		362,6	15,78	
en $10' = 0^D80$	40	363,65	moy. = 364,05 = 14°803	»	15,66	moy. = 15°610
en $1' = 0^D080$	50	364,45		»	15,56	

Je vais montrer comment je déduis le résultat cherché :

Pendant les dix premières minutes, le calorimètre est soumis uniquement aux causes pertubatrices extérieures; le thermomètre subit, par minute, un réchauffement moyen de $0^D,065$ pour une différence de température de $15°,535 - 14°,957 = 0°,578$ avec l'air ambiant.

On peut donc poser

$$0,065 = A.0,578 + K.$$

Pendant les dix dernières minutes le calorimètre n'est encore soumis qu'aux causes perturbatrices; il s'est réchauffé par minute de $0^D,080$ pour un excès moyen de température

de 15°, 610—14°, 803=0°, 807 au-dessus de l'air ambiant. On a donc

$$0{,}080 = A . 0{,}807 + K.$$

De ces deux équations on tire

$$A = 0{,}0655 \qquad K = 0{,}027.$$

Pendant les 30 minutes qui se sont écoulées entre les déterminations initiale et finale, la température moyenne du calorimètre est de 14°,859, la température moyenne de l'air ambiant étant de 15°,751 ; la différence est 0°,892. Or la variation de température que le calorimètre subit par les causes perturbatrices extérieures, pour cette différence moyenne de 0°,892, est pendant une minute

$$0{,}0655 . 0^{\circ}892 + 0{,}027 = 0^{D}0854 ;$$

ce qui donne pour 30'

$$30 . 0^{D}0854 = 2^{D}562.$$

Le refroidissement observé directement pour le calorimètre pendant l'écoulement du gaz est

$$367^{D}55 - 363^{D}55 = 3^{D}90.$$

La correction qu'il faut ajouter, d'après ce que nous venons de dire, est 2^{D},562.

On a donc

$$\Delta\theta = 3^{D}90 + 2^{D}562 = 6^{D}462 = 0^{\circ}3117.$$

A l'aide de cette valeur de $\Delta\theta$ corrigée (1) et des autres élé-

(1) Au lieu de calculer ainsi la correction, je l'ai souvent déterminée par la méthode graphique. Pour cela je commençais par construire une courbe sur des données d'une expérience spéciale où, pour mieux caractériser la forme de la courbe, je faisais varier les différences de température, positives et négatives, entre des limites plus étendues que celles qu'elles atteignaient dans mes expériences. J'ai souvent calculé la correction par les deux méthodes; les deux valeurs ont toujours différé très-peu.

ments de l'expérience, on calcule facilement les valeurs de x et de y, dont j'ai donné la signification plus haut.

Je réunis dans les tableaux suivants les expériences qui ont été faites avec des fils capillaires d'argent de même section, mais de longueurs différentes.

$$\text{Log } M = 2{,}9101279.$$

Première série (Septembre 1854).

La longueur du fil capillaire d'argent est de $1^{m},785$.

	I.	II.	III.
F	$6892^{mm}85$	7675,1	7314,15
F'	$6397^{mm}0$	7335,5	7031,55
$\frac{F+F'}{2}$	$6644^{mm}92$	7505,3	7172,8
τ	$15^{\circ}5$	15,9	16,0
$P-P'$	$202^{gr}01$	138,39	120,81
p	$3^{gr}11$	2,52	2,19
T	$15^{\circ}785$	16,275	16,422
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$15^{\circ}739$	16,147	16,238
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}1172$	$-0^{\circ}0646$	$-0{,}0639$
$M\Delta\theta$	$-95{,}29$	$-52{,}55$	$-51{,}92$
Q	$-97{,}49$	$-56{,}75$	$-57{,}19$
y	$-2^{\circ}202$	$-1{,}7303$	$-1{,}9974$
f	5879,9	6740,3	6266,6

On déduit de là :

Moyenne de $f = 6295^{mm}$

Moyenne de $y = -1^{\circ}98$

On en tire

$$f = 1^{m}000, \qquad y_1 = -0^{\circ}3145.$$

Deuxième série.

On réduit le même fil capillaire d'argent à la longueur de $0^m,99$.

	I.	II.
F	$8336^{mm}6$	7513,1
F'	$7523^{mm}9$	6794,5
$\frac{F+F'}{2}$	$7930^{mm}25$	7153,8
τ	$14°6$	14,9
$P-P'$	$332^{gr}15$	293,69
p	$6^{gr}04$	5,34
T	$14^{gr}197$	14,560
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$14°112$	14,274
$\Delta\theta$	$-0°2204$	$-0,1254$
$M\Delta\theta$	$-179,20$	$-101,96$
Q	$-185,89$	$-121,86$
γ	$-2°3615$	$-1,7508$
f	$7165^{mm}0$	6391,3

Moyenne de $f = 6778^{mm}$
Moyenne de $\gamma = -2°06$

d'où

$$f = 1^m000, \quad \gamma = -0°3039.$$

Troisième série.

Le même fil capillaire d'argent est réduit à la longueur de $0^{m},49$.

	I.	II.	III.
F	$7764^{mm}3$	8281,3	8881,1
F'	$7355^{mm}9$	7772,1	8106,0
$\frac{F+F'}{2}$	$7560^{mm}1$	8026,7	8493,6
τ	$13^{\circ}8$	13,7	13,3
$P-P'$	$167^{gr}44$	208,76	318,23
p	$4^{gr}18$	5,96	7,07
T	$13^{\circ}330$	13,194	13,244
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$13^{\circ}075$	13,083	13,078
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}09554$	$-0,1328$	$-0,1881$
$M\Delta\theta$	$-77,68$	$-108,00$	$-152,94$
Q	$-87,80$	$-113,51$	$-165,46$
y	$-2^{\circ}2126$	$-2,2938$	$-2,1940$
f	$6796^{mm}1$	7262,7	7729,6

Moyenne de $f = 7263^{mm}$
Moyenne de $y = -2^{\circ}233$

d'où

$$f = 1^{m}000, \quad y = -0^{\circ}3074.$$

Quatrième série.

Le même fil capillaire d'argent est réduit à la longueur de 0^m09.

	I.	II.
F	$7834^{mm}0$	8557,1
F'	$7176^{mm}1$	7758,7
$\frac{F+F'}{2}$	$7505^{mm}0$	8157,9
τ	$12^{\circ}9$	13,0
P — P'	$270^{gr}50$	328,27
p	$13^{gr}52$	13,13
T	$12^{\circ}744$	13,040
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$12^{\circ}775$	12,829
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}2026$	— 0,2166
$M\Delta\theta$	— 164,70	— 176,12
Q	— 162,71	— 183,12
γ	$-2^{\circ}5380$	— 2,4749
f	$6743^{mm}0$	7395,9

Moyenne de $f = 7069^{mm}$
Moyenne de $\gamma = -2^{\circ}506$

d'où

$$f = 1^m000, \quad \gamma = -0^{\circ}3545.$$

Dans ces quatre séries la longueur du fil capillaire a varié depuis 1^m79 jusqu'à 0^m09, les quantités de gaz écoulées par minute ont varié de $2^{gr}20$ à $13^{gr}5$, tandis que les valeurs de γ sont restées à peu près les mêmes. Cependant, d'après les résultats de la quatrième série, on doit admettre qu'elles augmentent avec la vitesse d'écoulement, c'est-à-dire en sens

inverse de la longueur du tube. On pourrait attribuer ce fait à de la chaleur dégagée par le frottement du gaz le long des parois. Mais il provient certainement de ce que le gaz conserve alors une plus grande vitesse à sa sortie du calorimètre et qu'il emporte ainsi une plus grande quantité de chaleur à l'état de force vive.

Cinquième série.

On opère avec un autre fil capillaire d'argent, dont le calibre intérieur est plus grand que celui du fil employé pour les séries précédentes. La longueur de ce fil est de $1^{m}16$.

	I	II	III
F	$8710^{mm}2$	8832,5	8797,5
F'	$7570^{mm}5$	7678,2	7639,7
$\frac{F+F'}{2}$	$8140^{mm}3$	8255,3	8218,6
τ	$14^{\circ}2$	14,5	14,6
$P-P'$	$466^{gr}45$	472,43	473,19
p	$18^{gr}66$	18,89	18,89
T	$14^{\circ}681$	15,063	15,243
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$14^{\circ}767$	14,870	14,854
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}3557$	$-0,3117$	$-0,2822$
$M\Delta\theta$	$-289,21$	$-253,41$	$-229,41$
$\grave{Q}$	$-264,34$	$-272,43$	$-273,03$
y	$-2^{\circ}6161$	$-2,2623$	$-2,4346$
f	$7387^{mm}5$	7502,5	7465,8

Moyenne de $f = 7452^{mm}0$
Moyenne de $y = -2^{\circ}438$

d'où

$$f = 1^{m}000, \quad y = -0^{\circ}3271.$$

Sixième série.

On opère avec le même fil capillaire que dans la cinquième série, mais on réduit sa longueur à $0^m, 53$

	I.	II.
F	$8864^{mm}2$	$7942,0$
F'	$7942^{mm}0$	$7162,1$
$\frac{F+F'}{2}$	$8403^{mm}1$	$7552,0$
τ	$17^{\circ}0$	$17,0$
$P-P'$	$371^{gr}79$	$316,06$
p	$24^{gr}78$	$12,64$
T	$15^{\circ}366$	$15,511$
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$14^{\circ}969$	$14,928$
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}2527$	$-0,1692$
$M\Delta\theta$	$-205,49$	$-137,56$
Q	$-240,47$	$-181,23$
y	$-2^{\circ}7291$	$-2,4195$
f	$7646^{mm}1$	$6795,0$

Moyenne de $f = 7220^{mm}$
Moyenne de $y = -2^{\circ}574$

d'où

$$f = 1^m000, \quad y = -0^{\circ}3565.$$

Septième série.

Le même fil d'argent que dans les séries 5 et 6, mais sa longueur est réduite à $0^{m}07$.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	$8764^{mm}5$	7630,7	5223,26	4069,36	3214,56
F′	$7630^{mm}7$	5928,5	4069,36	3214,56	2290,20
$\frac{F+F'}{2}$	$8197^{mm}6$	6779,6	4646,31	3641,96	2752,38
τ	17°5	17,5	18,6	18,6	18,6
P — P′	$457^{gr}05$	686,41	462,27	342,32	369,75
p	$45^{gr}7$	34,32	23,12	17,11	12,32
T	17°447	17,567	18,362	18,435	18,514
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	16°301	16,306	18,099	18,093	18,153
$\Delta\theta$	— 0°20136	— 0,2[illegible]101	— 0,1266	— 0,0772	— 0,0663
$M\Delta\theta$	— 163,72	— 171,67	— 102,94	— 62,76	— 53,91
Q	— 288,12	— 376,81	— 131,81	— 90,56	— 85,61
y	— 2°6575	— 2,3156	— 1,2026	— 1,1157	— 0,9763
f	$7446^{mm}5$	6028,6	3898,3	2896,46	2006,9

On déduit de là :

Moyennes des expériences III, IV et V.

$f = 2934^{mm}$ d'où $f_1 = 1^{m}000$
$y = -1°098$ $y_1 = -0°3742$

Moyennes des expériences I et II.

$f = 6737^{mm}$ d'où $f_1 = 1^{m}000$
$y = -2°487$ $y_1 = -0°3691$

Dans les séries V, VI et VII, les longueurs du tube ont varié de $1^{m}16$ à $0^{m}07$, les quantités de gaz écoulées par minute ont changé de 12^{gr} à 46^{gr}, mais les valeurs de y n'ont subi que des variations très-petites. Elles augmentent cependant avec la vitesse d'écoulement, et plus régulièrement que dans le groupe des quatre premières séries. On arrive donc à la même conclusion.

Huitième série.

Cette nouvelle série d'expériences a été faite dans des conditions différentes de celles des précédentes. J'ai supprimé les portions de serpentin *bc* et *de* (Planche III, fig. 19) entre lesquelles le fil capillaire en argent était intercalé dans les expériences qui précèdent. La figure 23, planche III, représente la disposition nouvelle : le tube *rs* amène le gaz dans le calorimètre; le fil capillaire *st*, tourné en hélice, est mastiqué par l'une de ses extrémités *s* à l'intérieur du tube *rs*, tandis que son autre extrémité *t* débouche librement dans l'atmosphère. Si l'on peut négliger les quantités, probablement variables, de chaleur que le gaz emporte suivant qu'il sort de l'appareil avec des vitesses différentes, les effets calorifiques de la détente seront les mêmes dans cette manière d'opérer que dans l'ancienne, si toutefois le gaz a subi une détente complète pendant son passage dans le fil capillaire et s'il sort de l'orifice avec un très-faible excès de pression. Mais s'il n'en est pas ainsi, si une partie de la détente se fait au dehors, son effet calorifique sera perdu pour le calorimètre, et celui-ci subira un abaissement moin-

dre de température. C'est pour constater ce fait que ces expériences nouvelles ont été entreprises.

Le calorimètre ainsi établi a des dimensions beaucoup moindres; on a Log M=2, 4477115.

La longueur du fil capillaire employé pour ces expériences est de $1^{m}83$.

	I.	II.	III.
F	$6638^{mm}73$	6649,98	7002,5
F'	$6232^{mm}43$	6251,58	6515,2
$\frac{F+F'}{2}$	$6435^{mm}6$	6450,78	6758,9
τ	$12^{\circ}6$	13,9	13,7
P — P'	$167^{gr}31$	163,18	196,31
p	$3^{gr}04$	2,97	3,55
T	$12^{\circ}94$	13,34	14,56
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$13^{\circ}24$	13,84	14,22
$\Delta\theta$	— $0^{\circ}4712$	— 0,4585	— 0,4437
$M\Delta\theta$	— 132,10	— 128,55	— 124,40
Q	— 120,18	— 109,17	— 140,25
y	— $3^{\circ}024$	— 2,8241	— 3,0096
f	$5680^{mm}1$	5702,10	6002,9

Moyenne de $f = 5795^{mm}$
Moyenne de $y = -2^{\circ}953$

d'où l'on tire

$$f = 1^{m}000, \quad y = -0^{\circ}5096$$

Les valeurs de y sont ici, pour la même pression, beaucoup plus grandes que dans les séries précédentes où la détente du gaz s'achevait complétement dans le calorimètre. Ainsi, le refroidissement est plus grand quand le fil capillaire d'argent débouche directement hors du calorimètre

dans l'air extérieur, que lorsque le gaz, au sortir du fil capillaire, peut se détendre complétement dans les boîtes du calorimètre, et qu'il les traverse ensuite avec petite vitesse avant de s'échapper au dehors. Cela tient évidemment à ce que dans le premier cas les molécules gazeuses augmentent constamment de vitesse jusqu'à leur sortie du calorimètre, tandis que dans le second cas le gaz perd, au contraire, une partie notable de la force vive acquise dans le tube capillaire, en se rendant dans les boîtes du calorimètre, auxquelles il abandonne ainsi une quantité notable de chaleur qui diminue d'autant le refroidissement observé.

Neuvième série.

Les expériences de la série précédente montrent que le réfroidissement se produit pendant la circulation et par la détente du gaz dans le tube capillaire d'argent, tandis que *la fin de la détente, au dehors, avec les modifications qui en sont la suite, donne plutôt un dégagement de chaleur par suite de l'anéantissement de la force vive.* J'ai voulu constater ce fait plus nettement par l'expérience, et j'ai eu recours à l'appareil qui est représenté (planche IV, fig. 4). Il se compose de deux calorimètres A et B; le premier calorimètre A, de petite capacité, renferme le fil capillaire d'argent roulé en spirale. La première extrémité *c* de ce fil s'engage dans le long serpentin en cuivre *ab* plongé dans l'eau de la grande cuve V, et qui amène l'air comprimé du réservoir. L'autre extrémité *f* du fil d'argent s'engage dans la boîte inférieure du second calorimètre B, qui est semblable à ceux que j'ai employés pour déterminer la capacité calorifique des gaz sous la pression de l'atmosphère. Ce second calorimètre se

termine par un tube g par lequel le gaz se dégage. Le tube g s'engage dans une tubulure plus large hi, dans laquelle on maintient un thermomètre très-sensible Q, et qui dirige, par la tubulure latérale k, le gaz vers un compteur.

Des agitateurs, mûs d'un mouvement parfaitement uniforme, agitent l'eau dans la grande cuve V et dans les deux calorimètres. Les quatre thermomètres T, T′, T″ et Q sont très-sensibles, et on les compare fréquemment entre eux aux températures mêmes auxquelles ils ont fonctionné dans les expériences.

Je désigne par :

F l'excès de force élastique produisant l'écoulement,
P le poids du gaz écoulé pendant l'expérience,
p le poids du gaz écoulé pendant chaque minute; cette quantité est à peu près constante pendant la durée de chaque expérience parce qu'on emploie le système des deux réservoirs conjugués,
T la température sensiblement constante de l'eau de la grande cuve V,
θ la température moyenne du calorimètre A,
$\Delta\theta$ la variation de température qu'il subit pendant l'expérience, mais après correction des effets produits par les causes extérieures,
θ' la température moyenne du calorimètre B,
$\Delta\theta'$ la variation de température subie par ce calorimètre, après correction des causes perturbatrices extérieures,
τ la température marquée par le thermomètre Q plongé dans le courant gazeux, immédiatement à sa sortie du calorimètre.

Le courant gazeux entre dans le système calorimétrique à la température constante T; nous admettons qu'il en sort à la température moyenne θ' du second calorimètre B.

Sa quantité de chaleur a donc varié de :

$$q = Pc(T - \theta')$$

en donnant à chaque élément le signe qui lui convient.

La quantité totale de chaleur du calorimètre A a varié de $M\Delta\theta$,

— celle du calorimètre B a varié de $M'\Delta\theta'$.

Si l'on désigne par Q l'effet calorifique produit par le courant gazeux changeant de pression, mais non de température, on peut poser :

$$Q + Pc(T - \theta') = M\Delta\theta + M'\Delta\theta'.$$

Désignons par y l'abaissement de température qu'il faudrait donner à la même quantité de gaz pour qu'elle fasse subir au système calorimétrique la même perte de chaleur Q, en traversant ce système sans changer de pression et sans modifier sa vitesse, on aura :

$$Pcy = Q, \qquad \text{d'où} \quad y = \frac{Q}{Pc}.$$

Enfin nommons, comme précédemment, y_1 l'abaissement de température que le gaz devrait avoir pour faire subir au système calorimétrique, dans les mêmes conditions, une perte de chaleur égale à celle qu'il subit par le passage du même gaz se détendant sous un excès de pression de 1 mètre de mercure; nous aurons, en admettant que les valeurs de y sont proportionnelles aux excès de pression :

$$y_1 = \frac{y}{F},$$

F étant représenté en mètres de mercure.

Le tableau suivant renferme les résultats des expériences :

Calorimètre A, $\log M = 2,4487681$
Calorimètre B, $\log M' = 2,8126728$

Calorimètre A *à serpentin capillaire d'argent.*

	I.	II.	III.	IV.
F	5532^{mm}8	5898,2	6130,8	5754,1
P	371^{gr}68	394,47	407,70	386,38
p	10^{gr}60	11,27	11,65	11,04
T	8°929	9°623	9,782	9,884
θ	9,093	9,401	9,016	8,928
$\Delta\theta$	— 0°7701	— 0°8246	— 0°6730	— 0,4484
$M\Delta\theta$	— 216,43	— 231,75	— 189,14	— 126,02

Calorimètre B *à boîtes superposées.*

θ'	10°256	9,835	9,878	9,921
$\Delta\theta'$	— 0°1253	— 0,0323	— 0,0884	— 0,1442
$M'\Delta\theta'$	— 81,19	— 20,98	— 57,42	— 93,68
$M\Delta\theta + M'\Delta\theta'$	— 297,62	— 252,73	— 246,56	— 219,70
$T - \theta'$	— 1°327	— 0°212	— 0°096	— 0,037
q	— 117,14	— 19,86	— 9,29	— 3,39
y	— 2°044	— 2,485	— 2,450	— 2,357
y_1	— 0°3695	— 0°4214	— 0,3996	— 0,4096

Les valeurs de y_1 données par ces quatre expériences présentent des différences plus grandes que celles que l'on a obtenues dans les séries précédentes où la détente de l'air s'achevait dans les grandes boîtes superposées. Cela ne doit pas étonner, car les causes perturbatrices extérieures agissent maintenant sur une surface relativement plus grande, et les valeurs de y_1 se déduisent d'un nombre d'observations beaucoup plus considérable. On en tire les moyennes suivantes :

Moyenne de $F = 5829^{mm}0$ d'où l'on tire $f_1 = 1^m000$

Moyenne de $y = -2°334$ $y_1 = -0°4004$

La quantité de chaleur $M\Delta\theta$ perdue par le premier calorimètre A contenant le fil capillaire d'argent est toujours beaucoup plus grande que celle $M'\Delta\theta'$ subie par le second

calorimètre B où le gaz achève sa détente au sortir du fil capillaire et où il perd la plus grande partie de sa vitesse.

D'ailleurs cette perte $M'\Delta\theta'$ de chaleur du second calorimètre peut être décomposée en deux parties :

1° La perte de chaleur $Pc(\theta - \theta')$ provenant de ce que l'air en arrivant dans ce calorimètre possède une température θ inférieure à la température θ' de ce calorimètre.

2° La quantité S de chaleur que le gaz peut donner, ou prendre, au calorimètre, sans changer de température, uniquement par le fait de la détente et la perte de force vive.

Nous pouvons donc poser :

$$Pc(\theta - \theta') + S = M'\Delta\theta'.$$

Or pour les expériences précédentes on a :

	I.	II.	III.	IV.
$\theta - \theta'$	$-1°163$	$-0°434$	$-0°862$	$-0°993$
$Pc(\theta - \theta')$	$-102°66$	$-40,66$	$-83,47$	$-91,12$
$M'\Delta\theta'$	$-81,19$	$-20,98$	$-57,42$	$-93,68$
S	$+21,47$	$+19,68$	$+26,05$	$-2,56$

Si l'on excepte la dernière où S a une très-petite valeur négative, dans toutes les autres l'effet dû au mouvement du gaz dans le second calorimètre ne produit pas un refroidissement, mais bien un *dégagement de chaleur*.

J'ai dit que l'on avait soin, dans chaque expérience, de noter simultanément, et après chaque période de cinq minutes d'écoulement, la température de l'eau du calorimètre B et celle d'un thermomètre plongé dans le courant gazeux, im-

médiatement au sortir de ce calorimètre. Je voulais reconnaître ainsi si le gaz, après sa détente complète, ne sortait pas du calorimètre à une température inférieure, uniquement parce qu'il n'avait pas le temps de reprendre à ce calorimètre la chaleur qu'il perd continuellement par sa détente successive. Or l'expérience montre au contraire que sa température est toujours un peu plus élevée ; la différence entre les deux thermomètres T'' et Q est à peu près constante à partir du moment où le thermomètre Q s'est mis en équilibre avec le courant gazeux, si toutefois ce courant conserve la même vitesse comme cela arrive à très-peu près dans mes expériences actuelles. Je puis donc me borner à inscrire pour chaque expérience une seule de ces différences, et je choisirai toujours celle qui a été notée cinq minutes avant que l'on arrêtât l'écoulement. Nous avons ainsi pour les quatre expériences qui précèdent :

	I.	II.	III.	IV.
$\tau - \theta'$	+ 0°22	+ 0°08	+ 0°09	+ 0°165

La différence varie sensiblement d'une expérience à l'autre, sans que j'aie pu en trouver la cause. Les quatre thermomètres T, T', T'' et Q, marchaient d'ailleurs rigoureusement d'accord, car on avait soin, chaque jour, de comparer leurs indications dans un même bain d'eau, à la température moyenne de celles qu'ils avaient marquées dans les expériences de la journée.

Quoi qu'il en soit, *ces expériences démontrent* qu'en sortant du second calorimètre B', le gaz emporte encore à l'état de force vive une petite quantité de chaleur qu'il lui aurait

restituée si on avait pu l'amener à l'état de repos absolu dans ce calorimètre. Il faudrait donc, dans chaque expérience, diminuer la valeur négative de y de l'échauffement que subirait le gaz sortant si on l'amenait à l'état de repos. Cette diminution de température est certainement petite, mais mes expériences démontrent qu'elle n'est pas négligeable.

Dixième série.

L'appareil reste disposé comme pour les expériences précédentes; on diminue seulement un peu la quantité d'eau mise dans le calorimètre A.

Calorimètre A, $\log M = 2,3546270$
Calorimètre B, $\log M' = 2,8126728$

Calorimètre A à serpentin capillaire d'argent.

	I.	II.	III.	IV.
F	$6141^{mm}3$	4479,4	6378,0	6594,2
P	$413^{gr}31$	306,48	416,48	428,27
p	$11^{gr}81$	8,76	11,90	12,23
T	$9^{\circ}471$	9,881	7,385	8,208
θ	9,257	9,706	7,035	7,762
$\Delta\theta$	$-0^{\circ}9396$	$-0^{\circ}5174$	$-0,8799$	$-0,8663$
$M\Delta\theta$	$-212,61$	$-117,07$	$-199,10$	$-196,02$

Calorimètre B à boîtes superposées.

	I.	II.	III.	IV.
θ'	$9^{\circ}659$	9,956	7,497	8,397
$\Delta\theta'$	$+0^{\circ}01445$	$-0^{\circ}00916$	$-0,01543$	$-0,07717$
$M'\Delta\theta'$	$+9,39$	$-5,951$	$-10,02$	$-50,15$
$M\Delta\theta + M'\Delta\theta'$	$-203,22$	$-123,02$	209,12	246,17
$T - \theta'$	$-0^{\circ}188$	$-0^{\circ}075$	$-0,112$	$-0,189$
q	$-18^{\circ}45$	$-5,46$	$-11,08$	$-19,22$
y	$-1^{\circ}882$	$-1,615$	$-2,002$	$-2,231$
y_1	$-0^{\circ}3065$	$-0,3606$	$-0,3135$	$-0,3383$

Les valeurs de y_1 données par ces expériences présentent encore des différences assez grandes; mais leur moyenne diffère peu de celles que nous avons trouvées dans les séries précédentes où la détente du gaz s'achevait dans les grandes boîtes superposées. Nous avons en effet :

Moyenne de $F = 5898^{mm^2}$ d'où l'on déduit $f = 1^m000$
Moyenne de $y = -1°932$ $y_1 = -0°3275$

La quantité de chaleur $M\Delta\theta$ perdue par le premier calorimètre A, à fil capillaire d'argent, est toujours beaucoup plus grande que celle $M'\Delta\theta'$ subie par le second calorimètre B où s'achève la détente du gaz au sortir du fil capillaire.

Nous chercherons encore ici la quantité S de chaleur prise ou donnée par le gaz au second calorimètre B′ par le fait seul de la détente et par la perte de force vive qui en est la conséquence. Nous avons encore ici :

$$S + Pc(\theta - \theta') = M'\Delta\theta'.$$

On a d'ailleurs pour ces quatre expériences :

	I.	II.	III.	IV.
$\theta - \theta'$	− 0°402	− 0°250	− 0°462	− 0°635
$Pc(\theta - \theta')$	− 39,46	− 18,19	− 44,73	− 64,59
$M'\Delta\theta'$	+ 9,39	− 5,91	− 10,02	− 50,15
S	+ 48,85	+ 12,28	+ 34,71	+ 14,44

Ainsi dans les quatre expériences, si le gaz arrivait dans le calorimètre B à la température même de ce calorimètre, son passage produirait une élévation et non un abaissement de température. Cela s'accorde parfaitement avec le résultat

que nous avons obtenu dans la série précédente, et explique le refroidissement considérable que nous avons observé dans la huitième série.

En outre, le thermomètre Q plongé dans le courant d'air sortant du calorimètre B' a montré constamment, comme dans la série précédente, un excès de température sur l'eau de ce calorimètre. On le reconnaîtra dans le tableau suivant, dont les éléments ont été recueillis dans les conditions que j'ai précédemment indiquées.

	I.	II.	III.	IV.
$\tau - \theta'$	+ 0°12	+ 0°14	+ 0°44	+ 0°25

Les différences varient encore beaucoup, et il ne m'est pas possible d'indiquer les causes de ces variations.

Onzième série.

Dans les expériences précédentes, la première extrémité du serpentin capillaire d'argent était mastiquée à l'intérieur du gros serpentin qui donne au gaz arrivant une température connue. On pouvait craindre qu'avec cette disposition, le calorimètre A ne prît pas la totalité de l'effet calorifique de la détente; une très-petite portion pouvant rester dans le gros serpentin. Pour faire disparaître cette objection, j'ai donné au calorimètre A la forme que représente la figure 4 *bis*. Le gaz comprimé arrive d'abord dans le tube en laiton *dec*, dont le diamètre intérieur est de 6 millimètres. Ce tube est fermé en bas ; à son orifice supérieur est soudé le fil capillaire d'argent. De cette façon l'air arrive dans le calorimètre A avec une pression sensiblement égale à celle qu'il possède

dans le grand réservoir à air et qui est marquée par le manomètre.

On a maintenant pour les deux calorimètres :

Calorimètre A... $\log M = 2,4212089$
Calorimètre B... $\log M' = 2,8120774$

Calorimètre A à serpentin capillaire d'argent.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	5542mm4	5901,96	6118,83	6525,80	6706,60	6782,2	6794,2	6964,1	7204,0
P	852gr01	492,06	483,40	455,82	467,23	464,65	462,57	474,95	482,14
p	10gr06	10,93	10,74	11,38	11,68	11,62	11,56	11,87	12,05
T	12°279	12,512	13,702	13,998	13,929	14,049	14,223	14,697	14,985
θ	12°889	12,122	13,416	13,175	13,645	13,210	13,121	14,247	14,042
$\Delta\theta$	− 1°1096	− 1,1698	− 1,2893	− 1,1055	− 1,3074	− 0°9938	− 0,8986	− 1,4405	− 1,1461
$M\Delta\theta$	− 292,72	− 308,55	− 300,06	− 291,05	− 344,85	− 262,1[illegible]	− 237,01	− 379,95	− 302,29

Calorimètre B à boîtes superposées.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
θ'	13°488	13,370	14,103	14,304	14,389	14,544	14,589	15,022	15,217
$\Delta\theta'$	+ 0°03481	− 0,05984	+ 0,06184	− 0,03850	− 0,02478	− 0,08158	− 0,09385	+ 0,07219	− 0,03369
$M'\Delta\theta'$	+ 22,58	− 38,82	+ 40,13	− 24,98	− 16,08	− 52,97	− 60,83	+ 46,84	− 21,85
$M\Delta\theta + M'\Delta\theta'$	− 270,14	− 347,37	− 299,93	− 316,03	− 360,93	− 315,07	− 297,89	− 296,45	− 324,14
$T - \theta'$	− 1°209	− 0,858	− 0,401	− 0,308	− 0,459	− 0,465	− 0,503	− 0,325	− 0,282
q	− 101,07	− 100,27	− 46,04	− 33,34	− 50,94	− 51,32	− 33,29	− 36,66	− 32,20
$M\Delta\theta + M'\Delta\theta' + q$	− 169,07	− 247,10	− 253,89	− 282,72	− 300,99	− 263,75	− 264,60	− 296,45	− 291,94
y	− 2°022	− 2,114	− 2,211	− 2,614	− 2,708	− 2,390	− 2,408	− 2,627	− 2,549
y_1	− 0°3623	− 0°3558	− 0,3614	− 0,4006	− 0,4165	− 0,3524	− 0,3545	− 0,3772	− 0,3539

On en déduit

Moyenne de $F = 6504^{mm}4$ d'où $f_1 = 1^m000$
Moyenne de $y = -2°414$ $y_1 = -0°3706$

Nous analyserons ici, comme précédemment, les effets calorifiques produits dans le calorimètre B. Le tableau suivant renferme tous les éléments dont on les déduit :

$\theta - \theta'$	− 0°509	− 1°248	− 0,69[illegible]	− [illegible]	− 0°748	− 1,304	− 1,405	− 0,775	− 1,176
$Pc(\theta - \theta')$	− 50,08	− 145,85	− 78,87	− 121,76	− 82,45	− 143,90	− 154,35	− 87,42	− 134,45
$M'\Delta\theta'$	+ 22,58	− 38,82	+ 40,13	− 24,98	− 16,08	− 52,97	− 60,83	+ 46,84	− 21,85
S	+ 72,63	+ 107,03	+ 119,00	+ 96,78	+ 66,87	+ 90,98	+ 93,47	+ 134,26	+ 112,60

Dans toutes ces expériences, si l'on suppose que le gaz entre dans le second calorimètre avec une température égale à celle du premier calorimètre et qu'il en sort en équilibre de température avec ce second calorimètre, on trouve que le second calorimètre gagne une certaine quantité de chaleur qui correspond évidemment à la perte de force vive que le gaz y subit :

Le thermomètre Q marque de même une température plus élevée que celui qui plonge dans le calorimètre B, ainsi qu'on le voit dans le tableau suivant :

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
$\tau-\theta'$	+0°123	+0°121	+0°289	+0°252	+0°248	+0°191	+0°285	+0°276	+0°270

En résumé les expériences des séries VIII, IX, X et XI conduisent aux conclusions suivantes :

1° L'effet frigorifique de la détente se produit presque complétement dans le fil capillaire d'argent. Par suite de la grande conductibilité de l'argent et de la petitesse de la section intérieure du fil, le gaz sort du tube capillaire sensiblement en équilibre de température avec l'eau du premier calorimètre, mais avec une vitesse moléculaire beaucoup plus grande que celle qu'il avait à l'entrée.

2° Une nouvelle détente s'opère dans les boîtes superposées du second calorimètre ; cette détente est beaucoup plus faible. Le petit abaissement de température qui en est probablement la suite est plus que compensé par la chaleur que le gaz abandonne en perdant la plus grande partie de sa force vive ; de sorte que l'effet total consiste en un *échauffement notable* de ce calorimètre.

3° La détente est à peu près achevée au sortir du second calorimètre, mais le gaz conserve encore de la vitesse. S'il se rend dans un espace de plus grande section, sa vitesse de transport moléculaire diminue; il en résulte un dégagement de chaleur qui produit une élévation sensible de la température du gaz.

4° Pour avoir la quantité réelle de chaleur prise au milieu ambiant par le gaz qui se détend dans les conditions de l'expérience et sans changer de température, il faudrait que le gaz sortît du second calorimètre avec une force vive nulle, condition qu'il est impossible de réaliser pratiquement, ou bien avec une force vive égale à celle qu'il avait à l'entrée.

Douzième série.

D'après ces considérations, j'ai construit un calorimètre unique, dans lequel se réalisent toutes les détentes qui se sont opérées successivement dans les deux calorimètres conjugués de la onzième série. J'ai adopté, définitivement, cette disposition pour l'air atmosphérique et pour tous les autres gaz, parce qu'elle me paraît réunir le plus de garanties d'exactitude. L'appareil est représenté par la figure 16, planche IV, et je vais en donner la description sommaire.

Le gaz comprimé arrive par le grand serpentin plongé dans la cuve annulaire EFGH de la figure 3, au milieu de laquelle est placé le calorimètre. Ce serpentin a un développement de plus de dix mètres; le tube en cuivre rouge, sans soudure, qui le compose, a une paroi épaisse pour pouvoir résister aux plus fortes pressions; sa section intérieure est de 5 millimètres. Un bout *a b c* du même tube, figure 16, commence l'espace parcouru par le gaz dans le calorimètre; à son extrémité *c* est

soudé le serpentin en fil d'argent *c d e f*, dont le développement est de $2^{m}50$. La seconde extrémité *f* de ce serpentin est soudée au fond d'une grande boîte cylindrique *h i k l*, en laiton mince, qui est surmontée de quatre boîtes du même diamètre, mais plus plates, le tout constituant le calorimètre ordinaire à boîtes superposées, employé si fréquemment dans mes expériences. Le serpentin en fil capillaire d'argent circule autour de la grande boîte à une distance d'environ 1 millimètre de ses parois.

Le tube *a b c* du calorimètre est maintenu hermétiquement à l'extrémité du gros serpentin de la cuve EFGH, à l'aide d'un manchon qui recouvre la jonction, et d'une soudure à l'étain que l'on couvre de mastic.

La boîte supérieure du calorimètre est surmontée d'une tubulûre *m n*, ayant 10 millimètres de section intérieure. On engage cette tubulure, au moyen d'un bouchon de liége, dans un tube de verre de 30 millimètres de section, qui se termine en haut par une petite pièce en laiton à deux tubulures. La tubulure latérale *o* a 14 millimètres de diamètre intérieur, et communique avec le grand compteur à gaz. Dans la tubulure supérieure, on engage un thermomètre à mercure, très-sensible, et à réservoir très-allongé, qui doit donner la température du gaz au moment de sa sortie du calorimètre.

La pression sous laquelle le gaz traverse le serpentin de la cuve, reste sensiblement constante pendant toute la durée d'une expérience, et cette pression se maintient pendant le parcours du gros tube *a b c*. La détente se fait dans le serpentin capillaire en argent qui, par suite de sa grande conductibilité et de sa faible section, ramène toujours le gaz à la température de l'eau du calorimètre. Cette détente s'a-

chève dans les boîtes superposées, où le gaz trouve une circulation facile. Enfin, le gaz s'échappe du calorimètre par la tubulure *mn* qui a 10 millimètres de section intérieure. Un changement de vitesse des molécules gazeuses s'opère encore dans le tube de verre de 30 millimètres de section, et finalement le gaz se rend au compteur par un tube dont le diamètre intérieur est de 14 millimètres.

Les éléments que je viens d'indiquer permettent de se rendre compte des modifications que la vitesse des molécules du gaz subit dans le parcours.

La valeur en eau du calorimètre avec ses appendices est	$41^{gr}71$
Le poids de l'eau de la jauge	748,12
M =	789,83
D'où Log M =	2,8975336.

Expériences sur l'air atmosphérique.

Ces expériences se font exactement comme je l'ai décrit (page 630). Les quantités désignées dans le tableau conservent la signification que j'ai donnée (page 643).

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	$6606^{mm}70$	6810,4	6772,9	6931,3	7155,74	7114,32
P	$426^{gr}41$	438,52	437,00	444,36	456,85	454,29
p	$8^{gr}53$	8,77	8,74	8,89	9,14	9,09
T	17°303	17,450	17,536	17,592	15,219	15°239
θ	17°335	17,185	17,093	17,030	15,557	15°218
$\Delta\theta$	— 0°32696	— 0,29735	— 0°28201	— 0°26580	— 0°42550	— 0,36270
$M\Delta\theta$	— 258,24	— 234,85	— 222,74	— 209,94	— 336,07	— 286,47
q	— 3,24	+ 27,60	+ 45,98	+ 59,31	— 36,67	+ 1,43
$M\Delta\theta + q$	— 255,0	— 262,45	— 268,72	— 269,25	— 299,40	— 287,90
y	— 2°518	— 2°520	— 2°589	— 2°5513	— 2,759	— 2,668
y_1	— 0°3811	— 0°3700	— 0°3822	— 0°3681	— 0°3856	— 0,3750

On en déduit :

$$\text{Moyenne de } F = 6898^{\text{mm}},5$$
$$\text{Moyenne de } y = -\ 2^{\circ}601$$

D'où :

$$f_1 = 1^{\text{m}}000, \qquad y_1 = -0^{\circ}3770$$

Le thermomètre Q montre encore ici pour le gaz sortant du calorimètre, un excès de température sur l'eau du calorimètre ; mais cet excès est plus faible que dans les séries précédentes, et il est à peu près le même dans toutes les expériences. Cela tient évidemment à ce que l'on s'est attaché, dans le nouvel appareil, à augmenter successivement, et le plus régulièrement possible, les sections traversées par le gaz. Ces résultats sont consignés dans le tableau suivant :

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
τ	17°376	17,252	17,159	17,065	15,542	15,216
θ	17°257	17,132	17,064	16,992	15,443	15,130
$\tau - \theta$	+ 0°119	+ 0,120	+ 0,095	+ 0,073	+ 0,099	+ 0,086

Les valeurs de $\tau - \theta$ diffèrent peu les unes des autres. Elles sont faibles parce que la détente s'est faite plus complétement dans le calorimètre.

C'est cette valeur $y_1 = -0^{\circ}3770$ pour une variation de pression de 1 mètre de mercure, que j'admets définitivement pour l'air atmosphérique lorsque la détente se fait dans les conditions nettement définies de l'expérience. Il est évident d'ailleurs qu'on doit la corriger de la valeur calorifique du changement que la force vive moléculaire du gaz subit depuis l'entrée du gaz comprimé dans le tube *abc* jusqu'à la sortie du gaz détendu par la tubulure *mn*. J'ai donné les éléments qui pourront servir au calcul de cette correction.

Expériences sur l'acide carbonique.

J'ai donné, page 605, les expériences que j'ai faites pour déterminer la chaleur absorbée par le gaz acide carbonique en mouvement quand il se détend sans changer de température. Cette quantité de chaleur est beaucoup plus grande pour l'acide carbonique que pour l'air ; de plus, elle paraît augmenter sensiblement avec la pression. Dans ces expériences, la pression absolue n'a pas dépassé 9^m9 de mercure.

J'ai voulu opérer sous des pressions beaucoup plus élevées, notamment sous celles que l'acide carbonique gazeux conserve dans le réservoir de l'appareil Thilorier, où on l'a liquéfié. J'ai disposé l'expérience de la manière suivante :

Le réservoir de l'appareil Thilorier, contenant environ 4 kilogrammes d'acide carbonique liquide, est maintenu dans un grand baquet plein d'eau, à la température ambiante, qui le tient à une température sensiblement constante. J'admets que la masse métallique de ce réservoir restitue incessamment la chaleur absorbée par la volatilisation de l'acide liquide. Un tube de cuivre, très-résistant, relie le serpentin de la grande cuve avec l'atmosphère d'acide carbonique gazeux du réservoir Thilorier. Le calorimètre de la figure 16, pl. IV est disposé exactement comme il l'était pour les expériences sur l'air atmosphérique ; il est muni des mêmes thermomètres. Une agitation continue et parfaitement régulière mélange les couches d'eau du calorimètre et

celles du bain d'eau de la cuve qui contient le grand serpentin.

L'appareil étant disposé, et l'agitation des bains se faisant depuis un quart d'heure, je fais l'observation des 5 minutes initiales, pendant lesquelles le calorimètre n'est soumis qu'aux causes perturbatrices extérieures; puis un aide ouvre brusquement le robinet du réservoir Thilorier. L'acide carbonique gazeux se précipite dans le serpentin de la cuve où il établit la pression du réservoir, passe par le serpentin capillaire d'argent où il se détend, et il arrive dans les boîtes superposées du calorimètre avec un faible excès de pression sur l'atmosphère extérieure.

Un manomètre à eau, communiquant par la tubulure *p* avec la boîte à gaz supérieure du calorimètre, ne marque qu'un excès de pression de 50 millimètres d'eau, lequel correspond à $3^{mm}7$ de mercure. Ainsi le gaz ne conserve qu'un très-faible excès de pression à sa sortie du calorimètre.

On fait durer l'écoulement 4 minutes; ce temps suffit au passage d'environ 120 litres de gaz carbonique. On ferme alors brusquement le robinet du réservoir Thilorier; on continue l'observation des thermomètres, minute par minute, jusqu'à la dixième minute. Enfin, on suit les variations du thermomètre du calorimètre pendant les 5 minutes finales, où il n'est plus soumis qu'aux causes perturbatrices extérieures.

Les plus grands soins doivent être apportés à la construction et à l'entretien des appareils, car ceux-ci doivent maintenir, sans la moindre perte, un gaz sous la pression de 55 atmosphères environ.

La force élastique de l'acide carbonique qui arrive au ca-

lorimètre est calculée d'après la température t de l'eau qui environne le réservoir Thilorier, et à l'aide de la formule que j'ai donnée tome II, page 130. J'admets que cette force élastique se conserve depuis le réservoir jusqu'à l'arrivée du gaz à l'origine du serpentin capillaire en argent. Il est probable qu'elle s'affaiblit réellement un peu, mais la différence doit être très-petite, car la section du fil capillaire d'argent est à peine le millième de celle du serpentin de la cuve.

L'acide carbonique, dépensé pour chaque expérience, est donné en volume par le compteur à gaz. On admet que le gaz traverse le compteur à la température marquée par un thermomètre plongé dans ce compteur, et qu'il en sort complétement saturé de vapeur d'eau. Mais pour que le compteur donne des indications précises pour un gaz aussi soluble que l'acide carbonique, il faut y avoir fait passer préalablement beaucoup de gaz acide carbonique, afin que l'eau du compteur en soit saturée. Cela n'a lieu réellement qu'après le passage de plusieurs centaines de litres. J'ai même eu soin de laisser l'eau du compteur en présence de l'acide carbonique gazeux, pendant 24 heures. Néanmoins je crains que pour les deux premières expériences du tableau qui va suivre, la saturation n'étant pas complète, on n'ait estimé un peu trop bas le poids de l'acide carbonique qui a traversé le calorimètre.

Je conserverai les mêmes notations que pour l'air atmosphérique, et je me contenterai d'inscrire les valeurs qui ont servi au calcul des expériences.

La chaleur spécifique de l'acide carbonique en poids, varie avec la température ; on la calcule à l'aide de la formule que j'ai donnée tome II, page 130. Pour la température de

+ 15° qui diffère peu de celles que présentait l'acide carbonique liquide dans le réservoir Thilorier, dans mes expériences, on a

$$c = 0,19129.$$

La densité de l'acide carbonique, par rapport à l'air, sous la pression de l'atmosphère, est 1,529.

Première série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	39647^{mm}0	39647,0	39647,0	39647,0	39647,0	39244,4
P	253^{gr}15	252,28	240,34	254,44	239,11	261,67
p	50^{gr}63	50,46	60,08	50,89	47,82	52,83
T	16°835	16,915	16,835	16,920	16,920	16,113
θ	18°186	22,254	13,225	16,471	12,122	13,968
t	15°006	15,006	15,006	15,006	15,006	14,567
T — θ	— 1°351	— 5,339	+ 3,610	+ 0,449	+ 4,798	+ 2,145
$\Delta\theta$	— 5°7550	— 5,9074	— 4,6721	— 5,3054	— 4,3408	— 4,9292
M$\Delta\theta$	— 4545,4	— 4665,8	— 3690,2	— 4190,4	— 3428,5	— 3893,3
q	— 65,42	— 259,56	+ 165,97	+ 21,89	+ 219,35	+ 107,62
M$\Delta\theta + q$	— 4479,98	— 4406,24	— 3856,17	— 4212,29	— 3647,85	— 4000,92
y	— 92°51	— 90,63	— 83,48	— 86,40	— 79,79	— 79,93
y_1	— 2°333	— 2,286	— 2,115	— 2,179	— 2,012	— 2,037

On déduit de ces expériences

Moyenne de F = 39580^{mm}0
Moyenne de y = — 85°46

D'où

$$f_1 = 1^{m}000, \qquad y_1 = -2°160$$

Deuxième série.

Elle se fait de la même manière que la première ; rien n'a été changé à l'appareil, mais on a pris les dispositions nécessaires pour que l'on puisse prendre les températures τ marquées par le thermomètre Q qui est plongé dans le courant gazeux, immédiatement après sa sortie du calorimètre.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	38017^{mm}5	38038,5	38023,7	38023,7	38023,7
P	231^{gr}01	221,80	236,94	220,52	214,75
p	57^{gr}75	55,45	59,24	55,13	53,70
T	13°297	13,398	13,519	13,688	13,838
θ	13°206	15,402	16,420	14,884	14,870
t	13°247	13,270	13,254	13,254	13,254
$T-\theta$	+ 0°091	— 2,004	— 2,901	— 1,196	— 1,032
$\Delta\theta$	— 4°7436	— 4,4156	— 4,7001	— 4,2492	— 4,1467
$M\Delta\theta$	— 3746,6	— 3487,50	— 3712,3	— 3356,1	— 3275,2
q	+ 4,02	— 84,98	— 131,42	— 50,43	— 42,37
$M\Delta\theta+q$	— 3750,62	— 3402,52	— 3580,88	— 3305,67	— 3232,83
y	— 84°92	— 80°23	— 79,04	— 78,40	— 78,73
y_1	— 2°233	— 2°109	— 2,079	— 2,062	— 2,070

On déduit de ce tableau

Moyenne de F = 38025^{mm}5
Moyenne de y = — 80°26

D'où

$$f_1 = 1^{m}000, \qquad y_1 = -2°111.$$

Les résultats de cette série diffèrent peu de ceux qui ont été donnés par la série précédente.

Le thermomètre, plongé dans le gaz à sa sortie du calorimètre, montre constamment une température notablement plus élevée que celui qui est plongé dans l'eau du calori-

mètre; on a eu, en effet, quelques instants avant la fermeture du réservoir Thilorier

	I.	II.	III.	IV.	V.
$\tau - \theta$	$+ 0^{\circ}522$	$+ 0^{\circ}559$	$+ 0^{\circ}408$	$+ 0^{\circ}605$	$+ 0^{\circ}449$

La différence est ici plus grande qu'elle ne l'était pour l'air atmosphérique; il est vrai que la vitesse d'écoulement du gaz acide carbonique est beaucoup plus considérable.

Troisième série.

Dans les expériences précédentes, l'écoulement du gaz acide carbonique était très-rapide, puisque l'on avait un débit de 50 à 60 grammes par minute. Or on doit toujours craindre qu'avec une aussi grande vitesse, le gaz n'ait pas le temps de prendre dans le grand serpentin de la cuve EFGH et dans le calorimètre, les températures qui sont notées par les thermomètres plongés dans l'eau de ces appareils. Pour m'en assurer, j'ai pincé fortement, avec une tenaille à mâchoires arrondies, le fil capillaire d'argent, afin de produire en un point un grand rétrécissement de la section. Le débit de gaz a été ainsi beaucoup diminué, car il n'a plus été que de 7 à 8 grammes par minute, c'est-à-dire le septième de celui qui existait pour les expériences précédentes. Le tableau suivant donne les résultats de deux expériences qui ont été faites avec le calorimètre ainsi modifié :

	I.	II.
F	$38167^{mm}8$	38167,8
P	$180^{gr}39$	207,04
p	$7^{gr}22$	8,28
T	$13^{\circ}909$	14,009
θ	14,754	11,629
t	$13^{\circ}409$	13,409
$T-\theta$	$-0^{\circ}845$	$+2^{\circ}380$
$\Delta\theta$	$-3^{\circ}6318$	$-3,7910$
$M\Delta\theta$	$-2868,5$	$-2994,2$
q	$-29,14$	$+94,21$
$M\Delta\theta+q$	$-2839,36$	$-3088,41$
y	$-82^{\circ}32$	$-78,02$
y_1	$-2^{\circ}157$	$-2,044$

On déduit de là

$$\text{Moyenne de } F = 38167^{mm}8$$
$$\text{Moyenne de } y = -80^{\circ}17$$

D'où

$$f_1 = 1^{m}000, \quad y_1 = -2^{\circ}100.$$

Ces valeurs ne diffèrent pas sensiblement de celles qui ont été données par les expériences des deux premières séries, où l'écoulement était cependant sept fois plus rapide.

Je n'ai observé la température du courant gazeux au sortir du calorimètre, que dans la seconde expérience ; l'excès de température sur l'eau du calorimètre a été $+ 0^{\circ},453$, valeur qui ne diffère pas de celles que nous avons trouvées dans les précédentes séries.

En réunissant les résultats obtenus pour l'acide carbonique sous de fortes pressions à ceux que j'ai déjà inscrits

page 606 pour des pressions moindres, on forme le tableau suivant :

Excès de pression produisant l'écoulement.	Refroidissement subi par le gaz.	Valeur de y_1.
3354^{mm}	— 5°434	— 1°6190
7764	— 12,731	— 1,6396
38591	— 81,960	— 2,1238

On voit que le refroidissement augmente plus rapidement que l'excès de pression qui produit l'écoulement.

Le refroidissement considérable que le gaz acide carbonique subit par sa détente lorsqu'il conserve la force vive acquise, explique plusieurs phénomènes que l'on observe sur l'acide carbonique liquéfié dans l'appareil Thilorier. Ainsi, quand l'acide liquide s'échappe du réservoir par un orifice étroit et qu'on le reçoit dans un récipient de peu de masse et ouvert, une grande partie du liquide se congèle en une masse neigeuse qui remplit tout le récipient. On attribue ordinairement cet effet à la chaleur absorbée par l'acide carbonique qui prend l'état gazeux ; cette chaleur lui serait donnée par l'acide carbonique resté liquide, dont la température s'abaisserait au-dessous de son point de congélation. Si cette explication était la véritable, l'acide solide devrait se présenter sous forme d'une masse continue, appliquée contre les parois du récipient, et non en une masse neigeuse qui le remplit complétement. La vaporisation du liquide donne certainement un gaz dont la température est très-basse, mais la détente subséquente de ce gaz abaisse encore beaucoup sa température, de sorte que c'est réellement l'acide carbonique gazeux formé qui se congèle par le froid que produit sa détente, et non l'acide resté liquide.

Lorsqu'on laisse échapper du réservoir, par un orifice capillaire, l'*acide gazeux* qui forme atmosphère au-dessus de l'acide liquide, on reconnaît que l'orifice se bouche fréquemment par des petits cristaux d'acide solide. C'est encore le froid résultant de la détente qui produit ces congélations momentanées.

En résumé, mes expériences avec les tubes capillaires en argent prouvent que, lorsqu'un gaz circule, même avec une grande vitesse, suivant des parois très-étendues, il n'y a pas de dégagement sensible de chaleur que l'on puisse attribuer au frottement des molécules gazeuses sur ces parois.

Cette conclusion est en opposition avec lés idées généralement admises, et l'on peut citer beaucoup de faits qui semblent la contredire. J'indiquerai les plus importants :

Un projectile, qui traverse l'air avec une grande vitesse, s'échauffe beaucoup. On attribue ce fait à la chaleur qui serait dégagée par le frottement du projectile contre les molécules de l'air qu'il traverse.

Les bolides traversent notre atmosphère avec une extrême vitesse ; ils s'échauffent ainsi jusqu'à devenir incandescents, jusqu'à fondre complétement, ou seulement à leur surface. On attribue encore ce fait à la chaleur dégagée par la friction contre les molécules gazeuses.

Je crois que, dans les deux cas, le dégagement de chaleur provient d'une autre cause, et qu'il est dû uniquement *à la chaleur dégagée par la compression de l'air.*

Lorsqu'un mobile traverse l'air avec une vitesse plus

grande que celle du son, l'élasticité de l'air est annulée dans ses effets, et la compression, produite par le mobile, n'a pas le temps de gagner les couches contiguës avant que celles-ci soient comprimées à leur tour par le mobile. Par suite de cette inertie, l'air se trouve comprimé comme il le serait dans un briquet à air. La chaleur provenant de cette compression passera, en grande partie, dans le mobile, dont elle élèvera la température. Le mobile ne sera d'ailleurs pas influencé par la détente de l'air qui produit du froid, car cette détente ne se fera que quand il aura passé. Ainsi, suivant moi, le mobile marchant avec cette grande vitesse, recueillera toujours la chaleur qu'il dégage en comprimant l'air, et il ne subira pas le refroidissement produit par la détente subséquente des couches d'air qu'il vient de traverser.

Il est évident, d'ailleurs, que la compression de l'air sera d'autant plus énergique que le mobile sera doué d'une plus grande vitesse ; la température du mobile s'élèvera donc successivement jusqu'à ce qu'elle soit égale à celle que prend une couche d'air qui subit instantanément la même compression dans le briquet à air. On s'explique ainsi très-bien la très-haute température que prend un bolide qui traverse notre atmosphère avec une vitesse beaucoup plus considérable que la vitesse de propagation du son.

Un échauffement du même genre, mais plus faible, se produira pour un mobile qui traversera l'air avec une vitesse moindre que celle du son. Dans ce cas encore, le mobile sera plus influencé par la chaleur dégagée par la compression qu'il ne le sera par la chaleur absorbée par la détente. Les deux effets se compenseront sensiblement quand le mobile aura une très-faible vitesse.

Selon moi il n'y a de chaleur dégagée par le frottement de deux corps que lorsque leurs molécules ne sont pas libres, c'est-à-dire quand elles sont sous l'influence d'une force quelconque d'agrégation. D'après nos observations, la liberté absolue n'existerait réellement que dans les fluides immatériels tels que l'éther qui transmet les vibrations lumineuses. Elle n'est pas parfaite dans nos gaz, et par cela seul le mouvement d'un gaz le long d'une paroi solide, doit dégager une certaine quantité de chaleur qui résulte uniquement de la transformation en chaleur de la perte de force vive subie par les molécules pour vaincre leurs résistances intérieures. En tous cas, mes expériences prouvent que cette quantité de chaleur est si petite pour l'air atmosphérique qu'elle échappe à nos moyens d'observation.

Les liquides présentent tous plus ou moins de viscosité, ce qui prouve que leurs molécules ne possèdent pas une mobilité parfaite. Le passage d'un liquide à travers un tube doit donc dégager une quantité sensible de chaleur qu'on n'a pas besoin d'attribuer au frottement, et cette quantité doit varier pour les divers liquides. J'ai fait, à plusieurs reprises, des expériences à ce sujet, mais elles ne sont pas encore assez complètes pour que je puisse les publier.

Enfin, dans les corps solides, surtout dans ceux qui jouissent d'une grande dureté, les molécules ont très-peu de mobilité; le frottement de ces corps, les uns sur les autres, peut donc produire un dégagement considérable de chaleur, même quand il n'y a pas désagrégation. En tout cas, la chaleur dégagée provient de la transformation d'un mouvement extérieur sensible en un mouvement vibratoire moléculaire autour de la position d'équilibre, qui ne se manifeste que par

ses effets calorifiques ; de sorte que le dégagement de chaleur par le frottement, correspond toujours à une perte de force vive.

La théorie mathématique suppose que les corps jouissent d'une élasticité parfaite, c'est-à-dire que l'ébranlement se transmet en totalité sans changer de nature; on l'admet implicitement dans l'établissement des équations primordiales. De plus, on ne tient pas compte de la matérialité des corps, car on ne tient compte nulle part des modifications que la pesanteur introduit dans les mouvements moléculaires. Pour l'éther, on n'a pas à s'occuper de la pesanteur; mais on reconnaît la modification que l'élasticité de l'éther subit dans les corps matériels transparents, parce qu'il est nécessaire de l'admettre pour expliquer la réfraction.

D'après cela, les lois déduites de la théorie mathématique de l'élasticité ne doivent se vérifier absolument que pour les milieux qui jouissent de l'élasticité parfaite, et nous ne reconnaissons cette perfection que dans l'éther qui transmet les vibrations lumineuses. L'expérience nous montre que la vitesse de propagation dans l'éther est excessive relativement à celle que nous trouvons dans les corps matériels. Ne peut-on pas en conclure que dans un milieu qui jouirait de l'élasticité absolument parfaite, la vitesse de propagation serait *infinie?* D'après cela, l'éther approcherait seulement beaucoup de cette perfection; il lui resterait encore de la matérialité qui le laisse sous l'influence des corps matériels, et par suite de laquelle il pourrait offrir une résistance sensible au mouvement des astres qui le traversent.

Quoi qu'il en soit, je pense que le degré de perfection élas-

tique d'un corps peut s'apprécier par la vitesse avec laquelle il transmet un ébranlement. La vitesse de propagation est plus grande dans les solides que dans les liquides; elle est plus grande dans les liquides que dans les gaz. Les gaz doivent donc s'écarter plus des lois mathématiques de l'élasticité que les liquides et que les solides ; c'est en effet ce que l'expérience démontre.

Dans la détente dynamique de nos gaz réels, nous devons tenir compte, à la fois, des réactions moléculaires et des changements de vitesse. L'ignorance dans laquelle nous sommes de la constitution moléculaire des corps ne nous permet pas de calculer l'effet calorifique produit, dans chaque cas, par les réactions moléculaires. Elle ne nous permet pas d'avantage, selon moi, de calculer sûrement les changements de force vive moléculaire, et d'en déduire les quantités de chaleur qui leur correspondent.

Prenons, en effet, un des cas les plus simples et qui se présente souvent dans mes expériences : supposons de l'air atmosphérique comprimé dans un grand réservoir, et qu'on ouvre un orifice circulaire de la section S; supposons, pour simplifier encore, que l'orifice se termine par un tube de la même section et d'une longueur indéfinie, n'exerçant aucune action calorifique, ni résistante, sur le gaz. Désignons par

S la section de l'orifice et du tube, exprimée en mètre carré,

v la vitesse du gaz sortant, à l'orifice ou dans une section déterminée du tube, au bout du temps t compté à partir du commencement de l'écoulement,

f la force élastique, exprimée en millimètres de mercure, que l'air possède dans cette section au même instant,

θ sa température.

Le poids de l'air qui traversera la section pendant l'élément de temps suivant dt sera

$$1{,}2932.\mathrm{S}.\ \frac{1}{1+\alpha\theta}\,\frac{f}{760}\,v\,dt.$$

Si P représente le poids total de l'air qui sort du réservoir pendant la durée T de l'écoulement, on aura

$$\mathrm{P}=\frac{1{,}2932\,\mathrm{S}}{760}\int_0^{\mathrm{T}}\frac{fv\,dt}{1+\alpha\theta}.$$

Nous admettrons que toutes les molécules situées dans la même section du courant se meuvent dans le même sens et avec la même vitesse, de plus qu'elles sont parfaitement indépendantes les unes des autres, ou bien qu'elles sont liées entre elles de façon qu'il n'en résulte aucune réaction qui dissimule du mouvement ou de la chaleur. On assimile ainsi les molécules du courant gazeux à des balles lancées avec la même vitesse, dans une même direction et sans qu'elles puissent réagir les unes sur les autres ; ou bien on suppose qu'elles constituent un système *absolument rigide*. Ce n'est que dans l'une ou l'autre de ces hypothèses que l'on peut écrire que la demie somme des forces vives élémentaires de la tranche est exprimée par

$$\frac{1{,}2632.\mathrm{S}}{2g.760}\,\frac{fv^3dt}{1+\alpha\theta}$$

correspondant à une quantité de chaleur

$$\frac{1{,}2932\ \mathrm{S}}{2g.760\,\mathrm{E}}\,\frac{fv^3dt}{1+\alpha\theta}.$$

On a alors pour la quantité totale de chaleur correspon-

dant à la demie somme des forces vives acquises pendant l'écoulement

$$\frac{1{,}2932\, S}{2g.760\, E}\int_0^{\tau} \frac{fv^2 dt}{1+\alpha\theta}.$$

Pour chaque expérience, il faudra trouver la fonction spéciale qui lie les variables f, v, θ à la variable indépendante t; cela sera très-difficile dans la plupart des cas.

Les expériences que j'ai décrites dans la première partie de ce mémoire présentent le cas le plus simple, où la fonction est indiquée d'avance. En effet, prenons comme exemple l'expérience VI du tableau de la page 655 :

L'air arrive avec une vitesse V, sous la pression (F + H), dans un tube dont la section est S et qui est situé à l'intérieur du calorimètre;

Il se détend dans l'intérieur du calorimètre en subissant des variations de force vive, mais dont nous n'avons pas à nous préoccuper;

Enfin, il sort du calorimètre par une tubulure de section S′, ayant la force élastique H de l'atmosphère extérieure, et une vitesse V′.

Or, la force élastique F + H varie très-peu dans ces expériences; nous la supposerons constante;

La force élastique H est également constante; nous la supposerons égale à 760. Mais si les forces élastiques F + H et H sont constantes, les vitesses V et V′ le seront également;

Enfin, la température θ change si peu qu'on peut la regarder comme constante.

On a d'ailleurs

$$S = \frac{\pi\,(0^{m}006)^2}{4} = 0^{mc}00002829, \quad S' = \frac{\pi(0^{m}010)^2}{4} = 0^{mc}00007857.$$

$$P = 0^{k}45429, \quad p = 0^{k}00909, \quad \theta = 15^{\circ}23.$$

Dans le tube du calorimètre qui précède le fil capillaire d'argent, on a

$$S\,\frac{1,2932}{1+\alpha\theta}\,\frac{F+760}{760}\,V = 0,00909$$

d'où

$$V = 0,00909\,\frac{(1+\alpha\theta).760}{1,2932(F+760).S}.$$

Dans le tube de sortie, on a

$$S'.\,\frac{1,2932}{1+\alpha\theta}\,\frac{H}{760}\,V' = 0^{k}00909$$

d'où

$$V' = 0,00909\,\frac{(1+\alpha\theta)\,760}{1,2932\,.\,HS'}.$$

Comme la température est constante, que les forces élastiques H et F sont constantes, par suite que les vitesses V et V' sont elles-mêmes constantes, on a pour

La demie-somme des forces vives du gaz entrant $\frac{P}{2g}V^2$,

Pour la demie-somme des forces vives du gaz sortant $\frac{P}{2g}V'^2$.

Ainsi dans son passage à travers le calorimètre, le gaz a acquis un accroissement de force vive

$$\frac{P}{2g}(V'^2 - V^2)$$

correspondant à une quantité de chaleur, représentée par

$$\frac{P}{2gE}(V'^2 - V^2),$$

et qui est donnée par le calorimètre. Si l'on calcule cette quantité de chaleur d'après les valeurs numériques que je viens de donner, on trouve

438,84.

Or l'expérience directe nous a donné pour cette expérience Q = 287, 9, quantité beaucoup plus faible. Je devrais en conclure que les réactions moléculaires intérieures ont donné de la chaleur et non du froid. Mais je n'ai aucune confiance dans la méthode que je viens de développer; ainsi, dans notre calcul des effets calorifiques produits par l'accroissement de force vive, nous avons parfaitement négligé la considération des réactions moléculaires, qui nous préoccupe tant dans l'étude du phénomène général.

L'appréciation des effets calorifiques produits par les réactions moléculaires et par les changements de force vive devient encore bien plus difficile quand on veut tenir compte de la constitution de la molécule du gaz. Pour un gaz simple on peut admettre, sans qu'on puisse le contester, que la molécule se compose d'un seul atome, par conséquent qu'il n'existe entre les molécules que des forces centrales. Mais, pour les gaz composés, il faut bien admettre que la molécule se compose de plusieurs et souvent d'un grand nombre d'atomes. Dans ce cas il faudra tenir compte, non-seulement des réactions moléculaires auxquelles nous attribuons les écarts de la loi de Mariotte, les variations de la dilatation, etc., etc., mais aussi des réactions qui prennent naissance dans chaque groupement d'atomes qui constitue une molécule. L'effet calorifique produit par ces dernières

réactions peut dépasser beaucoup celui qui résulte des réactions moléculaires. C'est à une cause de ce genre que j'attribue les anomalies si considérables que le gaz acide carbonique présente par rapport à l'air dans la plupart des mesures calorimétriques. Ces anomalies sont beaucoup trop grandes pour qu'on puisse les attribuer à un plus grand écart de la loi de Mariotte.

DÉTERMINATION

DES QUANTITÉS DE CHALEUR ABSORBÉES PAR UN GAZ EN MOUVEMENT QUI SUBIT DES VARIATIONS BRUSQUES OU SUCCESSIVES DE DENSITÉ, PAR L'OBSERVATION DES TEMPÉRATURES QU'IL POSSÈDE DANS LES DIFFÉRENTS POINTS DE SON PARCOURS.

S'il était possible de déterminer simultanément la température et la force élastique dans les différentes parties d'un courant gazeux, quand celui-ci subit des modifications brusques ou successives dans sa densité, on aurait un moyen simple pour déterminer les quantités de chaleur qui sont perdues ou gagnées dans les diverses parties de son parcours. J'ai fait bien des tentatives dans cette direction, mais j'ai rencontré de grandes difficultés et des irrégularités que souvent je ne puis expliquer. Je réunis dans ce chapitre les expériences que j'ai faites à diverses époques; j'insisterai sur celles qui ont révélé des faits imprévus.

I. *Passage de l'air à travers une ouverture en mince paroi.*

Le gros réservoir de 253 litres de capacité est rempli d'air comprimé sous la pression F. La pompe foulante à air, mue par une machine à vapeur, continue à comprimer l'air dans ce réservoir; on règle sa marche pour qu'elle rende au réservoir à peu près la quantité d'air que celui-ci débite par un orifice capillaire.

Le réservoir à air est renfermé, comme à l'ordinaire, dans

une grande cuve pleine d'eau, dont la température reste invariable pendant la durée d'une expérience. Le réservoir communique avec un serpentin, placé dans la même cuve, qui a un développement de 12 mètres et une section intérieure de 20 millimètres.

Le serpentin sort latéralement de la grande cuve et il se termine immédiatement après sa sortie; son extrémité est fermée par une plaque métallique, au centre de laquelle on perce une ouverture plus ou moins étroite. Un tube en laiton mince, et d'une longueur variable, s'ajuste à frottement sur l'extrémité saillante du serpentin.

Nous admettons que le gaz conserve, dans le grand réservoir et dans le serpentin qui le termine, une température constante qui est celle de l'eau de la grande cuve. Il peut en être ainsi quand le mouvement de la pompe foulante est réglé pour maintenir constante la pression du gaz dans le réservoir.

La température de l'air, après sa sortie de l'orifice capillaire, est déterminée par un thermomètre à mercure, dont on peut approcher le réservoir plus ou moins de l'orifice. Ce thermomètre a un réservoir sphérique de 6 millimètres de diamètre; il rétrécit très-peu la section du tube de dégagement qui termine l'appareil. Le tube de dégagement n'a que 15 centimètres de long; je ne pouvais pas lui donner plus de longueur, parce qu'il ne m'eût pas été possible d'observer le thermomètre dans toutes ses positions, sans le déplacer.

Je ne donnerai pas les résultats numériques de toutes les expériences que j'ai faites avec cette disposition; je me contenterai d'indiquer la conclusion générale à laquelle je suis arrivé, mais en la déduisant d'une seule expérience.

Le réservoir renferme de l'air sous une pression de 8 mètres de mercure, que l'on maintient sensiblement constante. Lorsque le réservoir du petit thermomètre est à 10 millimètres environ de l'orifice capillaire, il marque 1°8 de moins que le thermomètre de la grande cuve. Si on l'éloigne successivement de l'orifice, la température de ce thermomètre s'élève assez rapidement, et la différence de température n'est plus que de quelques dixièmes de degré quand le réservoir du petit thermomètrè approche de l'orifice du large tube terminal.

Si, à partir de la distance de 10 millimètres où l'on avait une différence de température de 1°8, on approche le réservoir du petit thermomètre, de plus en plus, de l'orifice, la différence de température, au lieu d'augmenter, diminue très-vivement ; elle change même de signe quand on amène le réservoir du thermomètre presque en contact avec les parois de l'orifice.

Ainsi, dans cette expérience, le petit thermomètre montre le plus grand refroidissement quand son réservoir est à 10 millimètres de l'orifice. Le refroidissement diminue à mesure qu'on éloigne le réservoir de l'orifice capillaire parce que la vitesse du gaz diminue; il diminue aussi, et très-rapidement, quand on rapproche le réservoir de l'orifice à partir des 10 millimètres. Enfin, le refroidissement se change en un échauffement apparent, quand la boule approche de l'orifice jusqu'à le toucher.

Les nombreuses expériences que j'ai faites de cette manière, mais dans des conditions variées, ont conduit aux mêmes conclusions.

Ces résultats ne sont pas en désaccord avec ceux qui ont

été observés par MM. Joule et Thomson dans des conditions analogues. Mais je les explique autrement, et je tire de mes expériences des conclusions très-différentes de celles que les physiciens anglais ont déduites des leurs. Pour le faire comprendre, je transcris ici l'analyse succincte d'une partie du mémoire de MM. Joule et Thomson, telle qu'elle a été donnée par Verdet dans sa théorie mécanique de la chaleur (page 95).

« Une pompe à simple effet, mue par une machine à vapeur, chassait incessamment un gaz dans un serpentin en cuivre, de 0^m05 de diamètre intérieur, et de 10 à 11 mètres de longueur, uni par un tube de même diamètre à un second serpentin tout pareil. Chacun des deux serpentins était suspendu dans l'intérieur d'un vase de 1^m20 de diamètre, rempli d'eau froide. Le tube de jonction portait latéralement un orifice à robinet par où on pouvait faire échapper le gaz dans l'atmosphère, si on le jugeait convenable. Le second serpentin était terminé par une douille sur laquelle on pouvait fixer un tuyau d'échappement quelconque. Un petit manomètre, à air comprimé, faisait connaître la pression du gaz antérieure à l'écoulement.

« Une première série d'expériences a eu pour objet non des mesures, mais l'étude ou la démonstration des phénomènes calorifiques qui accompagnent l'écoulement d'un gaz comprimé par un orifice étroit. Sur l'extrémité du second serpentin, on a fixé une plaque mince de cuivre, percée en son centre, d'un trou de $1^{mm}2$ de diamètre. La pompe étant mise en mouvement et donnant 27 coups de piston par minute, la pression au voisinage de l'orifice s'est élevée à 8 atm. 4; à partir de ce moment, elle est restée invariable, l'écoulement

compensant exactement l'introduction du gaz par la pompe. On a pu obtenir un écoulement constant sous des pressions moindres en laissant échapper une partie de l'air par le robinet placé entre les deux serpentins. Un thermomètre sensible, dont le réservoir n'avait pas tout à fait 4 millimètres de diamètre, étant placé devant l'orifice, le froid produit par l'expansion du gaz et la création de la force vive dont les molécules étaient animées, a été rendu sensible par les observations suivantes :

Pression dans le serpentin.	Température de l'air dans le serpentin.	Température de l'air au-delà de l'orifice.	Refroidissement.
atm. 8,4	22°0	8°58	13°42
4,9	22	11,65	10,35
2,1	22	16,25	5,75

« La boule du thermomètre étant placée au milieu d'un tube conique de gutta-percha, de telle façon qu'il ne restât entre la boule et le tube qu'un passage très-étroit, la portion du courant d'air qui s'est engagée dans ce passage a perdu toute sa force vive par frottement et a dégagé ainsi une quantité de chaleur que les élévations de température suivantes ont rendue sensible.

Pression dans le serpentin.	Températures de l'air dans le serpentin.	Températures de l'air dans le tube de gutta-percha.	Échauffement dû au frottement.
atm. 8,4	22°0	45°75	23°75
4,8	22,0	39,23	17,23
2,1	22,0	26,2	4,20

« On peut donner diverses formes curieuses à l'expérience qui constate l'échauffement dû à la destruction de la force vive.

« 1° Si on met l'index et le pouce un peu au-dessus de l'orifice, et qu'on les rapproche comme si l'on voulait pincer le courant d'air entre les doigts, on rencontre une résistance assez grande et on éprouve à l'extrémité des doigts une élévation de température qui ne peut être supportée plus de cinq à six secondes.

« 2° Le doigt est placé très-près de l'orifice, de manière que l'air s'échappe difficilement entre la pièce de métal et le doigt. On éprouve une sensation de chaleur d'autant plus remarquable, que l'orifice lui-même est très-froid.

« 3° On presse de même avec le doigt, contre l'orifice, un morceau épais de caoutchouc. L'échauffement devient bientôt tel, qu'on ne peut supporter le contact. »

Le premier tableau de MM. Thomson et Joule montre des abaissements de température beaucoup plus considérables que ceux que j'ai obtenus dans des conditions analogues. Cela peut tenir en partie à ce que la vitesse d'écoulement était plus grande dans leurs expériences, mais surtout, je le pense, à ce fait que dans les expériences des physiciens anglais, l'air est comprimé directement par la pompe dans le long tube de section uniforme, où il circule rapidement jusqu'au petit orifice par lequel il se déverse dans l'atmosphère. Or je crois que, dans ce cas, la température est loin d'être égale dans les différentes parties du tuyau.

L'air arrive très-échauffé par le jeu de la pompe ; j'admets qu'il perd ce grand excès de chaleur dans le long parcours du double serpentin ; mais les couches d'air, voisines de l'orifice, fournissent directement le travail qui pousse le gaz en dehors, en perdant une certaine quantité de chaleur qu'elles n'ont pas le temps de reprendre aux nouvelles couches qui

arrivent pour les remplacer. En un mot, je pense que l'on ne peut pas admettre, pour un gaz *naturel* en mouvement, les principes que l'on pose *théoriquement* pour le gaz idéal, lors même qu'ils seraient à peu près vrais pour le gaz naturel à l'état de repos. Quant à la force vive que les molécules prennent dans l'expansion, comme sa création n'a lieu qu'au passage de l'orifice, il est certain qu'elle ne se fait qu'aux dépens de la chaleur du gaz lui-même, dont la température doit s'abaisser beaucoup par ce fait.

J'ai souvent insisté, dans mes mémoires précédents, sur la lenteur avec laquelle l'air renfermé dans un réservoir métallique, entouré d'une grande masse d'eau, reprend la température de cette eau lorsqu'il s'est refroidi par la dilatation qu'il éprouve quand on en fait sortir une partie. Lorsque ce réservoir est cylindrique et que son diamètre n'est que de 20 centimètres, il faut 10 à 15 minutes pour que le manomètre à air libre, qui communique avec ce réservoir, reprenne l'état stationnaire.

Au-dessus de la tubulure supérieure, garnie d'un robinet, de l'un de mes réservoirs entourés d'eau, j'ai mastiqué un tube capillaire de verre surmonté d'un tube de 30 millimètres de diamètre intérieur ; j'ai disposé dans l'axe de ce large tube un thermomètre à petit réservoir sphérique. Le réservoir étant chargé d'air sous une pression de 10 atmosphères, j'ouvre brusquement le robinet de la tubulure. La détente de l'air se fait par le tube capillaire en verre, et quand celui-ci a une section convenable, le thermomètre baisse vivement, et descend souvent de 20 à 25° au-dessous de la température de l'eau de la cuve. Une très-minime fraction de cet abaissement est produite par la détente

du gaz dans le tube capillaire; la plus grande partie provient de ce que l'air en repos du réservoir s'est beaucoup refroidi par la détente intérieure, sans que les parois aient eu le temps de le réchauffer, de sorte que l'air entre très-froid dans l'orifice capillaire.

MM. Joule et Thomson parlent d'un dégagement considérable de chaleur qu'ils ont observé lorsque l'air vient frotter contre un obstacle qui s'oppose à sa sortie, notamment quand il frotte contre le réservoir d'un thermomètre qui est maintenu dans un espace conique en gutta-percha diminuant beaucoup la section restée libre au passage du gaz, etc., etc. Je n'ai jamais réussi à observer un phénomène semblable, et le fait me paraît en contradiction avec les expériences que j'ai faites avec les serpentins formés par les fils capillaires d'argent, où je n'ai jamais pu constater de chaleur dégagée par la friction.

Dans l'expérience que je viens de décrire sur l'écoulement de l'air à travers un orifice en mince paroi, j'ai bien reconnu que le thermomètre montrait une élévation de température lorsque son réservoir est poussé presque au contact de l'orifice capillaire. Mais j'ai attribué ce fait à une déformation du réservoir, provenant des pressions inégales que le courant d'air lui imprime; l'expérience suivante démontre que cette explication est la véritable.

J'ai vidé le mercure de mon thermomètre, et je l'ai remplacé par de l'alcool. L'instrument est devenu ainsi beaucoup plus sensible aux variations de température, à cause de la dilatabilité plus grande de l'alcool, mais les variations par la compression extérieure restent les mêmes. Eh bien, le thermomètre ainsi modifié ne montra jamais une température

plus élevée que celle de la cuve, lors même que je rapprochais le réservoir jusqu'au contact de l'orifice capillaire.

Ces expériences me montraient, en outre, qu'on ne doit pas se servir de thermomètres à mercure pour déterminer les températures dans les courants gazeux rapides, et j'ai eu recours aux thermomètres à air, sur la marche desquels la compressibilité de l'enveloppe n'exerce pas une influence sensible. La figure 24, planche III, fera comprendre la disposition que j'ai adoptée.

Le tube *ab* est l'extrémité du serpentin plongé dans la cuve du grand réservoir à air; son extrémité est fermée par une plaque métallique percée d'un orifice capillaire *o*. Un tube *bc*, ouvert aux deux bouts, s'engage à frottement sur le tube *ab*. Deux petits thermomètres à air *edf*, *ghi*, de dimensions égales, sont fixés, l'un dans l'air comprimé du tube *ab*, l'autre dans l'air dilaté du tube *bc*. Les réservoirs de ces thermomètres sont à la même distance de l'orifice *o*. Le réservoir de chaque thermomètre est formé d'un tube de laiton auquel est soudé un fil capillaire d'argent qui communique avec le petit manomètre double *fri* (fig. 25).

Avec l'appareil ainsi disposé, j'ai obtenu des résultats très-réguliers, savoir des différences égales de température entre les deux thermomètres pour le même excès de pression. J'ai reconnu de plus que, pour l'air atmosphérique, les différences de température sont sensiblement proportionnelles aux excès de pression.

Mais le but de mes recherches était de connaître les températures dans les différentes parties du courant d'air détendu. Je modifiais donc bientôt la disposition de la manière suivante :

Chacun des deux thermomètres à air a un manomètre spécial; le thermomètre *de* reste dans la même position que précédemment; mais on rend mobile le thermomètre *gh* afin de changer sa distance à l'orifice *o*. A cet effet, on donne au tube *bc* une longueur de 20 centimètres, et on le soude sur le tube *ab*. A l'intérieur du tube *bc* glisse un second tube qui porte le réservoir du second thermomètre *gh*, de sorte que l'on peut varier à volonté la distance de son réservoir à l'orifice *o*, et l'amener même au contact.

Or le premier fait que j'ai reconnu ainsi; c'est que, dans toutes les positions du thermomètre *gh*, ce thermomètre marque une température inférieure à celle qu'indique le thermomètre *de*. La différence de température est d'autant plus grande qu'on approche davantage le réservoir *gh* de l'orifice *o*. Le maximum est atteint quand on presse ce réservoir contre l'ouverture *o*, les surfaces n'étant pas assez régulières pour opérer une fermeture complète.

Ce dernier fait est en opposition complète avec les élévations de température signalées par MM. Thomson et Joule.

Dans une seconde série d'expériences, j'ai donné au réservoir *gh* du thermomètre à air un plus grand diamètre, de façon qu'il entre à frottement doux dans le tube qui le maintient. Il reste alors un intervalle très-étroit entre ce réservoir et le tube qui l'entoure; j'espérais réaliser ainsi les conditions où les physiciens anglais ont reconnu une grande élévation de température.

Or c'est précisément dans ces conditions que j'ai obtenu le plus de froid; c'est alors aussi que la différence de température entre les deux thermomètres varie le moins avec la distance du réservoir à l'orifice. L'explication de ces faits me

paraît très-simple : avec la disposition actuelle, l'air subit deux détentes successives : la première, à la sortie de l'orifice *o*; la seconde, dans l'espace annulaire très-étroit, mais d'un grand diamètre, qui règne entre le réservoir du thermomètre et le tube qui l'enveloppe. Par le fait de cette seconde détente et de l'accroissement de force vive, il y a grand abaissement de température de l'air avant et autour du thermomètre *gh*, et cela explique l'excès de froid indiqué par ce thermomètre.

Dans mes expériences, la première détente était plus grande que la seconde, mais il eût été facile de réaliser l'inverse en augmentant la section de l'orifice *o*.

Je ne transcrirai pas ici les nombreuses déterminations numériques que j'ai faites ainsi avec les thermomètres à air. Je ne leur accorde aucune importance, car elles se rapportent à un problème plus complexe encore que celui que j'ai voulu traiter par mes méthodes calorimétriques. Celles-ci ont l'avantage de définir nettement les conditions initiales et finales du problème, savoir l'état physique du gaz à son entrée dans l'appareil calorimétrique, et l'état physique du gaz à sa sortie, notamment sa force élastique finale qui diffère à peine de celle de l'air extérieur, et sa température. Le rapport des vitesses à l'entrée et à la sortie se déduit également de la quantité de gaz écoulé par minute et des forces élastiques du gaz à l'entrée et à la sortie. Enfin j'ai donné, toutes les fois que cela a été possible, la section du tube par lequel le gaz arrive dans le calorimètre et la section du tube par lequel il sort. Dans quelques-unes de mes expériences, je me suis attaché à rendre ces sections parfaitement égales.

Le calorimètre donne la résultante de tous les effets calo-

rifiques produits. Lorsque la théorie mathématique de la chaleur sera assez avancée pour qu'on puisse définir nettement et formuler tous les éléments qui constituent cette résultante, on pourra égaler la résultante à la somme algébrique de ses éléments constituants, et se servir de ces équations pour en déduire les valeurs qui ne peuvent être données que par l'expérience. Mon ambition se borne, pour le moment, à donner le terme connu d'équations de condition, auxquelles la théorie vraie devra toujours satisfaire, et j'ai cherché surtout à imaginer et à réaliser des expériences dont je puisse définir nettement les conditions initiales et finales, en rendant celles-ci les plus simples possible.

II. — *Etude du même sujet à l'aide des appareils thermo-électriques.*

Les considérations que je viens d'exposer m'ont fait abandonner la méthode qui consiste à déduire les quantités de chaleur absorbées dans la détente des gaz en mouvement, des températures que le courant gazeux présente dans ses différentes parties. Mais j'ai voulu me servir de cette méthode, facile et rapide, pour faire l'étude détaillée de chaque phénomène, afin de reconnaître les parties où il y a absorption ou dégagement de chaleur.

Pour déterminer les différences de température qu'un courant gazeux présente en différents points, je me sers de deux éléments thermo-électriques, fer et cuivre, construits par M. Ruhmkorff. Le courant thermo-électrique agit sur un galvanomètre Ruhmkorff, disposé pour donner une déviation angulaire de 15 à 20° pour une différence de température de 1° centigrade. Un commutateur est placé dans le circuit, comme M. Rossetti l'a recommandé dernièrement. A chaque observation, on a soin d'intervertir le courant à l'aide du commutateur, et de prendre la demi-somme des deux déviations ; on fait disparaître ainsi les effets du déplacement du zéro, si fréquent dans les galvanomètres très-sensibles.

A la fin de chaque journée d'expériences, on faisait la table thermométrique de l'appareil galvanométrique, en

maintenant les éléments dans deux cuves pleines d'eau, auxquelles on faisait subir les températures absolues et les variations de température que ces éléments avaient éprouvées dans mes expériences.

Première expérience.

La détente se fait dans un tube capillaire de verre, de 4 centimètres de long, terminé par un tube de verre de 30 millimètres de diamètre intérieur, et d'une longueur de 10 centimètres.

A l'extrémité *a* d'un serpentin (pl. IV, fig. 17), plongé dans une cuve à eau, on a fixé, à l'aide d'une bride, une première pièce en laiton ABCD, munie elle-même d'une bride CD. Sur la bride CD on a ajusté une seconde pièce en laiton EFGH, semblable à la première, mais qui porte un fond plein EF, percé d'une tubulure *bcde*. C'est dans cette tubulure que l'on fixe avec du mastic à la résine le tube capillaire en verre *fg*, muni du large tube en verre *gh*. La pièce EFGH peut être fermée par une bride tubulée HG comme le montre la figure; mais pour les expériences actuelles, cette pièce reste complétement ouverte.

Chacune des pièces ABCD, EFGH est munie de deux petites tubulures opposées i, i', i'', i'''. Pour les expériences actuelles, les tubulures i, i'', i''' sont fermées; dans la tubulure i' on a fixé avec du mastic l'élément thermo-électrique T. Le second élément T' est scellé dans un tube de verre qui le maintient dans l'axe du tube *gh*, et à l'aide duquel on peut mettre la soudure à une distance quelconque de l'orifice *g* du tube capillaire.

Le serpentin qui se termine en a, et dont le diamètre intérieur est de 12 millimètres, communique avec le petit réservoir du système des deux réservoirs conjugués, disposés comme le montre la figure 7, planche II, tome II. La pompe foulante envoie de l'air comprimé dans le gros réservoir, et souvent on la règle de manière que la pression reste presque constante dans le petit réservoir, malgré l'écoulement du gaz.

Mes premières expériences ont eu pour objet de reconnaître comment la température varie dans le courant gazeux qui traverse le tube gh, depuis l'orifice g du tube capillaire jusqu'à la large ouverture h. Le tableau suivant renferme les résultats donnés par la première expérience.

Excès de pression F	Distance de la soudure thermo-électrique de l'orifice o.	Différence de température entre les deux soudures.
4585^{mm}2	90^{mm}	— 0°13
4502,2	30	— 0,42
4472,2	20	— 0,51
4663,2	10	— 0,67
4711,9	10	— 0,70
4717,2	10	— 0,64
4649,2	10	— 0,60
4558,2	0	— 2°14

On voit par ce tableau que les différences de température diminuent très-vite quand on éloigne la soudure de l'orifice g du tube capillaire. La température la plus basse s'obtient quand on presse sur l'élément T′ de manière à forcer la soudure de pénétrer dans le tube capillaire, qu'il bouche ainsi partiellement. L'abaissement de température est alors — 2°14, c'est-à-dire plus grand que celui qui nous est

donné par nos expériences calorimétriques pour le même excès de pression. En effet, si l'on admet d'après ces dernières (page 656),

$$f = 1^{m}000 \qquad y_1 = -0^{\circ}377$$

on trouve

$$F = 4770^{mm} \qquad y = -1^{\circ}798$$

Deuxième expérience.

Elle est faite sous des excès faibles de pression.

Excès de pression produisant l'écoulement.	Distance de la soudure à l'origine du tube capillaire.	Différence de température des deux soudures.
1353^{mm}5	60^{mm}	0°0
1341,6	40	— 0,13
1471,0	20	— 0,31
1418,2	0	— 1°77

Dans la dernière observation inscrite, la soudure est pressée fortement dans le tube capillaire.

Cette deuxième expérience conduit aux mêmes conclusions que la première.

D'après mes expériences calorimétriques, on aurait

$$F = 1400^{mm}0, \qquad y = 0^{\circ}518.$$

L'abaissement de température est beaucoup plus grand quand la soudure thermo-électrique pénètre dans le tube capillaire.

Troisième expérience.

On opère de même que pour les deux précédentes, mais on a remplacé le tube capillaire, surmonté de son large tube, par un autre de disposition pareille, mais dont la section n'est probablement pas la même.

Excès de pression produisant l'écoulement.	Distance de la soudure à l'orifice du tube capillaire.	Différence de température des deux soudures.
3633^{mm},2	70^{mm}	— 0°62
3608,2	70	— 0,68
3580,2	70	— 0,68
3726,9	30	— 1,04
3722,4	30	— 1,04
3633,9	15	— 1,84
3594,9	15	— 1,84
3554,0	2	— 2,37
3631,9	0	— 3,33
3671,9	0	— 3,33

Dans les deux dernières observations on a pressé, à deux reprises, la pointe thermo-électrique à l'intérieur du tube capillaire.

Pour la pression moyenne $F = 3600^{mm}$ on a, d'après la méthode calorimétrique, $y = -1°355$, valeur beaucoup plus petite que celle que nous venons de trouver, surtout quand l'aiguille thermo-électrique pénètre dans le tube capillaire.

Quatrième expérience.

Elle est faite avec le même tube capillaire que la troisième et sous des pressions peu différentes, on a seulement un peu égalisé la pointe de l'élément thermo-électrique pour lui permettre de pénétrer davantage dans le tube capillaire.

Excès de pression produisant l'écoulement.	Distance de la soudure à l'origine du tube capillaire.	Différence de température des deux soudures.
$3785^{mm}3$	90^{mm}	$-0°72$
3930,2	60	$-0,95$
4095,0	40	$-1,27$
4391,2	25	$-1,64$
4319,0	1	$-3,05$
4218,1	0	$-4,56$

Dans la dernière observation, la soudure thermo-électrique pénètre de 3 millimètres environ dans le tube capillaire, 2 ou 3 fois plus que dans les expériences précédentes. Cette circonstance a déterminé un abaissement encore plus grand de la température.

Pour la pression moyenne de 4200^{mm} on a, d'après les résultats donnés par la méthode calorimétrique

$$f = 4200, \qquad y = -1°583.$$

Cinquième expérience.

Mêmes conditions que dans les deux précédentes.

Excès de pression produisant l'écoulement.	Distance de la soudure à l'origine du tube capillaire.	Différence de température des deux soudures.
3950^{mm},2	91^{mm}	— 0°31
3996,7	44	— 0,96
4054,2	34	— 1,21
4111,2	24	— 1,23
4162,2	13	— 1,44
4248,8	0	— 3,80

Dans la dernière observation, la pointe thermo-électrique pénétrait dans le tube capillaire, dont elle rétrécissait notablement la section.

Toutes ces expériences conduisent aux mêmes conclusions :

1° Les soudures thermo-électriques indiquent des différences de température de plus en plus faibles, à mesure qu'on éloigne l'une d'elles de l'orifice du tube capillaire ; cela tient à ce que les molécules d'air diminuent continuellement de force vive ;

2° La plus grande différence de température se présente lorsque cette soudure pénètre à l'intérieur du tube capillaire, dont elle diminue ainsi notablement la section. Il est d'ailleurs évident que si l'on diminuait la section au-delà d'une certaine limite, on diminuerait, au contraire, la différence de température, car si l'orifice était entièrement bouché, les deux soudures prendraient la même température.

Dans plusieurs de ces expériences, j'ai déplacé la soudure horizontalement, c'est-à-dire sans changer sensiblement sa distance de l'orifice, les effets produits sont peu sensibles

quand la soudure est à une grande distance de l'orifice, mais elles sont notables pour les petites distances. En tout cas, on reconnaît que le courant gazeux dans le large tube qui surmonte le tube capillaire, est loin d'être homogène, et qu'il est impossible de rien conclure de certain d'une température mesurée en un de ses points.

Pour me rapprocher encore davantage des conditions dans lesquelles MM. Thomson et Joule ont observé une forte élévation de température, j'ai disposé l'expérience suivante.

J'ajuste dans la tubulure *bced* de l'appareil, fig. 17, planche IV, une rondelle épaisse en gutta-percha *mn* (fig. 19), percée en son centre d'une petite ouverture étroite *o*, surmontée d'un cône creux. L'élément thermo-électrique est scellé dans l'axe d'un cylindre de gutta-percha *pq*, terminé par un cône saillant *qr*, qui s'ajuste exactement dans le cône creux de la rondelle *mn*. La soudure de l'élément affleure au sommet du cône *rq*. Il est inutile de dire que la rondelle de gutta-percha est maintenue par une plaque de métal, à grande ouverture, qui l'empêche de se gondoler et même de se déchirer sous la pression de l'air comprimé.

Dans une première expérience, j'ai opéré exactement comme dans les expériences faites avec le tube capillaire en verre, et j'ai cherché à déterminer les températures à différentes distances de la rondelle de gutta-percha. Le tableau suivant renferme les résultats obtenus :

Excès de pression produisant l'écoulement.	Distance de la soudure à la rondelle.	Différence de température des deux soudures.
3188^{mm}2	70^{mm}	insensible.
3203,7	30	— 0°15
3247,2	15	— 0°31
3328,9	5	— 0°80
3299,0	0	— 3°52

Nous voyons encore ici la différence de température diminuer rapidement à mesure que la soudure s'éloigne de l'ouverture de la rondelle. Cette différence devient, au contraire, très-grande quand on presse sur son siége le cône qui enveloppe la soudure, ainsi qu'on le voit par la dernière observation du tableau.

On a reconnu, à la fin de l'expérience, qu'une petite soufflure s'était faite dans la rondelle de gutta-percha ; cette circonstance a certainement un peu troublé les résultats.

Dans une seconde expérience, faite avec une rondelle nouvelle de gutta-percha, j'ai cherché surtout à faire varier les différences de température par une pression plus ou moins grande du cône enveloppant la soudure, sur le cône creux qui surmonte l'orifice capillaire de la rondelle. J'inscris les observations dans l'ordre où elles ont été faites, mais souvent à de longs intervalles.

F	Δθ	
2843^{mm}9	—2°23	Le cône pose simplement sur son siége,
2953,4	—0,92	On le presse davantage par une charge de plusieurs kilogrammes,
2948,2	—2,51	On a enlevé le poids qui comprime le cône,
2830,2	—4,40	On soulève le cône un tant soit peu,
2650,6	—5,18	On le soulève encore un peu,
2479,2	—1,95	On le soulève de 5 mill. ; la soudure est alors à 5 mill. environ de l'orifice *o*,
2226,9	—0,78	La soudure est à 15 mill. de l'orifice,
2780,0	—0,14	Elle est à 35 mill. de l'orifice,
3417,7	—1,13	Le cône est poussé sur son siége par un fort poids,
3481,2	—2,56	id. on a enlevé le poids,
3363,2	—5,60	On soulève le cône un tant soit peu,
3126,2	—0,11	La soudure est montée à 72 mill. de l'ouverture.

On voit ici, très-clairement, que c'est pour un certain rap-

prochement des deux cônes que l'on obtient le plus grand refroidissement. Quand on approche davantage, le refroidissement diminue; il diminue encore lorsqu'on les éloigne l'un de l'autre. Mais, dans aucun cas, la différence de température ne s'est intervertie, comme cela arriverait s'il y avait un dégagement considérable de chaleur produit par le frottement de l'air contre les parois.

Enfin, j'ai fait une dernière expérience qui conduit aux mêmes conclusions.

J'emploie une rondelle de gutta-percha qui est percée d'un orifice cylindrique *o*, planche IV, fig. 20, et je scelle l'élément thermo-électrique dans l'axe d'un cylindre de gutta-percha, dont je rends la base parfaitement plane. La rondelle est disposée dans la tubulure *bced* de la figure 17, comme à l'ordinaire. On fait descendre l'élément thermo-électrique, successivement, jusqu'à ce que sa base vienne s'appuyer sur la rondelle. On a observé exactement les mêmes faits que dans les expériences précédentes : le refroidissement devenait d'autant plus grand qu'on rapprochait davantage les deux surfaces de gutta-percha. Mais en pressant plus fortement comme pour produire le contact, le refroidissement diminuait; enfin il devenait nul, comme on devait s'y attendre, quand on comprimait assez pour fermer hermétiquement l'orifice. Dans aucun cas on n'a pu observer un changement de direction du courant thermo-électrique.

III. — *Expériences dans lesquelles la détente du gaz se fait par son passage à travers des milieux poreux.*

MM. Joule et Thomson, persuadés qu'il était impossible d'obtenir un résultat satisfaisant quand le gaz se détendait par un seul orifice en mince paroi, ont eu l'idée de faire opérer cette détente à travers un tampon poreux, dans l'espoir que le gaz fût, immédiatement après l'avoir traversé, dans une condition constante. Ce tampon était formé par une certaine quantité de soie, de coton, ou d'autre matière filamenteuse, que l'on comprimait fortement entre deux toiles métalliques à l'intérieur d'un tube qui conservait toujours la même section. J'ai fait, avant et depuis la publication du mémoire des savants anglais, beaucoup de tentatives dans la même direction. Je vais les décrire succinctement.

Je me sers de l'appareil représenté par la figure 17, planche IV. Dans la tubulure *bced*, je mastique la pièce qui est représentée par la figure 9, planche V. Cette pièce se compose d'un tube en laiton *fghi*, dont le fond *fg* est fermé par une plaque percée d'un grand nombre de trous de 2 millimètres environ de diamètre. Ce tube porte vers *hi* un pas de vis, dans lequel on peut visser une seconde tubulure *klmn*, qui porte également un fond *lm*, percé d'un grand nombre de trous.

J'ai essayé d'abord de comprimer, entre les deux fonds *lm* et *fg*, du coton cardé, des disques découpés dans des étoffes de laine ou dans des étoffes de soie, etc., etc. Mais en don-

nant au tampon poreux une épaisseur de 30 millimètres, j'avais encore une porosité trop grande, et il m'était impossible de maintenir suffisamment constant l'excès de pression produisant l'écoulement, pendant le temps nécessaire pour faire de bonnes observations. J'y serais probablement parvenu en augmentant l'épaisseur de la matière poreuse et en employant des moyens plus énergiques de compression. Je n'ai fait ainsi que quelques expériences avec des excès de pression qui n'ont pas dépassé 2 à 3 atmosphères.

J'ai mieux réussi avec des disques découpés, à l'emporte-pièce, dans du papier buvard épais, tel que celui que l'on emploie pour le séchage des épreuves dans l'art du photographe. Cinquante à soixante de ces disques, légèrement humides, puis fortement serrés dans la presse, fig. 9, pl. V, ont produit une paroi poreuse qui donnait un écoulement gazeux moins rapide. J'ai fait quelques expériences avec ces tampons ; les résultats ont été les mêmes que ceux que j'ai obtenus avec une autre paroi poreuse que je vais indiquer et qui a l'avantage de pouvoir être confectionnée et réglée à volonté.

J'ai fait faire des disques en pâte de porcelaine d'un diamètre égal à celui de la tubulure *fghi*, fig. 9, pl. V. J'ai fait enlever le fond *fg* de cette tubulure, en ne laissant sur le pourtour qu'un rebord de 3 millimètres qui maintient le disque de porcelaine. Les disques en pâte ont été dégourdis à un feu faible, mais cependant suffisant pour donner au disque la consistance qui lui permette de résister à une forte pression exercée sur l'une de ses faces. Une épaisseur de 5 millimètres est suffisante pour que mes disques, qui ont 40 millimètres de diamètre, résistent à une pression de 10 atmosphères. Avec cette épaisseur, leur porosité n'est pas suffisante pour

débiter une quantité d'air convenable sous les pressions faibles; mais on peut diminuer cette épaisseur à volonté, car la porcelaine dégourdie se laisse travailler facilement sur le tour.

Je surmontais la tubulure *de* d'un cylindre en carton, qui dirigeait verticalement, et sans expansion latérale, le courant gazeux après son passage par le disque poreux.

Lorsque la détente se fait ainsi par une infinité de petits orifices situés dans un plan perpendiculaire à l'axe du tuyau et que ce tuyau dirige ensuite le gaz détendu, le phénomène paraît plus simple et plus régulier que lorsque la détente se fait par un seul orifice capillaire en mince paroi, ou par un tube capillaire. Ainsi on n'observe plus ces variations continuelles de température quand on déplace la soudure parallèlement au plan des ouvertures. Mais cette simplicité est plus apparente que réelle; car la température change quand on éloigne la soudure du disque poreux; ce changement est d'autant plus notable que l'écoulement du gaz est moins rapide. On ne trouve de la régularité que lorsqu'on maintient constamment la soudure à la même distance de la paroi poreuse. Mais, alors, quelle distance faut-il adopter? L'expérience montre que la différence de température entre les deux soudures est la plus grande quand l'une d'elles est presque en contact avec la paroi poreuse. On doit en conclure qu'avec les parois poreuses, même lorsqu'elles sont surmontées d'un tube de même diamètre, on ne peut pas admettre que les molécules gazeuses conservent des vitesses constantes pendant leur circulation dans le tuyau qui surmonte la paroi poreuse.

J'ai fait un grand nombre d'expériences à l'aide de l'appareil ainsi disposé, en variant successivement l'épaisseur des disques de porcelaine dégourdie, et par suite la quantité d'air

sorti dans le même temps. Les observations faites sur le même disque, sous différentes pressions, avec des appareils thermométriques conservant des positions fixes, présentent une régularité parfaite. Mais on trouve un véritable désaccord quand on compare entre elles les observations faites avec le même disque poreux, dont on a diminué successivement l'épaisseur. Évidemment, le phénomène est aussi complexe, et peut-être plus difficile à définir que celui qui se présente dans la détente à travers un orifice en mince paroi.

J'ai essayé une dernière disposition pour l'emploi des parois poreuses; elle présente des avantages par sa simplicité et par la facilité avec laquelle on peut modifier l'étendue de la paroi poreuse. L'appareil est représenté par la figure 6 planche IV.

Il se compose d'un vase cylindrique ABCD en métal épais, surmonté d'une tubulure que l'on ferme hermétiquement par un disque métallique EF. Le disque porte une tubulure supérieure GH, munie de deux tubulures latérales I, I'.

Une petite cloche *mnm'* en porcelaine dégourdie est mastiquée à la résine dans une gorge ménagée sur la bride EF. Cette cloche a 200 millimètres de longueur et 28 millimètres de diamètre intérieur. Son épaisseur peut varier suivant la rapidité que l'on veut donner à l'écoulement du gaz.

Le récipient ABCD est fixé à l'extrémité d'un long serpentin *abcd*, de 12 millimètres de diamètre intérieur, et contenu dans une grande cuve V pleine d'eau. La seconde extrémité communique avec les grands réservoirs à air comprimé.

La tubulure I a également 12 millimètres de diamètre intérieur; elle communique par un tube en caoutchouc, de même diamètre, avec le grand compteur à gaz. De sorte que

l'on peut connaître facilement, à chaque instant, la vitesse d'écoulement du gaz.

Pour connaître les températures, on a employé successivement des thermomètres à mercure et des couples thermo-électriques.

Expériences faites avec les thermomètres à mercure.

Un thermomètre à mercure, dont le réservoir a 3 millimètres de diamètre extérieur et 50 millimètres de longueur, est maintenu suivant l'axe de la cloche en porcelaine, à l'aide d'un bouchon de liége engagé dans la tubulure G. L'extrémité de son réservoir reste à 10 millimètres du fond de la cloche. Un second thermomètre est disposé dans la cuve V, dont l'eau est continuellement agitée.

J'ai admis d'abord que le gaz comprimé dans le vase ABCD est toujours en équilibre de température avec l'eau de la cuve, de sorte qu'à chaque instant la température est donnée par le thermomètre de la cuve.

On emploie le système des deux réservoirs à air accouplés ; le serpentin de la cuve V communique avec le plus petit réservoir à air comprimé, lequel communique aussi directement avec le manomètre à air libre. Le grand réservoir contient de l'air sous plus forte pression, et souvent il reçoit, en outre, l'air de la pompe foulante, qui reste alors en mouvement pendant la durée des expériences. Les deux réservoirs communiquent entre eux par un tube sur lequel est monté un robinet. En réglant convenablement ce robi-

net, on peut faire rendre par le grand réservoir l'air que le petit réservoir débite pendant une expérience, de façon à maintenir le manomètre stationnaire pendant le temps nécessaire pour préparer et pour faire une observation.

Pendant les expériences, le petit manomètre à eau communiquant avec la tubulure I', donne l'excès de pression possédé par l'air à l'intérieur de la cloche poreuse, et le compteur donne le volume écoulé par minute.

Le tableau suivant renferme les résultats d'une expérience :

F	Δθ	Nombre de litres écoulés par minute.
6652,mm6	— 2°080	44,0
6535,7	— 1,863	
6437,2	— 1,691	
6269,2	— 1,572	36,0
6123,7	— 1,494	
5967,4	— 1,416	
5734,1	— 1,338	34,5
5561,0	— 1,326	
5441,8	— 1,311	32,0
5326,2	— 1,296	30,0
5079,7	— 1,250	
4918,4	— 1,229	27,5
4767,8	— 1,223	
4430,6	— 1,124	24,0
4327,9	— 1,093	
4201,7	— 1,059	22,2
4016,4	— 1,018	20,0
3858,3	— 0,990	19,3
3802,2	— 0,959	17,3
3736,0	— 0,954	16,6
3666,3	— 0,933	
3431,6	— 0,916	

Le petit manomètre à eau marque des excès de pression qui varient de 20 millimètres à 8 millimètres d'eau. Ces excès sont donc toujours insignifiants.

Dans une seconde expérience, j'ai opéré sur une cloche à paroi un peu plus épaisse; l'opération a été conduite comme pour l'expérience précédente, on a négligé de noter le volume d'air écoulé par minute.

F	Δθ	F	Δθ
4931mm8	— 1°494	3923mm4	— 1°151
4784,9	— 1,362	3060,1	— 1,245
4665,8	— 1,351	2276,4	— 1,105
4573,7	— 1,312	1731,2	— 0,969
4457,5	— 1,291	1036,9	— 0,674
4400,3	— 1,273	795,2	— 0,540
4312,7	— 1,270	647,0	— 0,443
4188,9	— 1,213	491,1	— 0,323
4064,7	— 1,212	383,5	— 0,199
3970,1	— 1,186	300,6	— 0,094

Si l'on compare les Δθ sous même excès de pression dans les deux tableaux, on voit que ceux de la seconde expérience sont constamment plus forts de 0°2 environ. De plus, ces valeurs sont notablement plus faibles que celles que j'ai déduites de mes expériences faites par la méthode calorimétrique.

J'ai pensé que ces différences pouvaient bien tenir à ce que l'air dans le vase ABCD ne se trouvait pas pendant l'expérience, en équilibre de température avec l'eau qui environne ce vase. Pour m'en assurer, je fis l'expérience suivante. Je plaçais un de mes éléments thermo-électriques T dans le

vase ABCD, comme la figure 6 le représente, et je plongeais le second élément dans l'eau de la cuve V. Je produisis l'écoulement de l'air à travers l'appareil exactement comme pour la seconde expérience. Le galvanomètre me montra alors que la soudure de l'élément plongé dans l'air comprimé du vase ABCD était constamment plus froide de quelques dixièmes de degré, que celle qui était plongée dans l'eau de la cuve V. La différence était d'autant plus grande que l'écoulement était plus rapide, c'est-à-dire qu'il se faisait sous un plus grand excès de pression.

Cette expérience prouvait, à l'évidence, que les valeurs trouvées dans les expériences précédentes étaient trop faibles, et qu'il était nécessaire de prendre directement la température de l'air dans le vase ABCD.

Expériences avec les éléments thermo-électriques.

Cette condition était réalisée en disposant l'expérience exactement comme le représente la figure 6 planche IV. L'élément T reste mastiqué dans une petite tubulure ajustée sur le couvercle EF; le second élément T' est dirigé suivant l'axe de la petite cloche en porcelaine dégourdie, et se trouve ainsi dans l'air détendu, après son passage à travers la paroi poreuse.

Deux expériences ont été faites ainsi. J'en donne les résultats dans les deux tableaux suivants :

Première expérience.

F	Δθ	F	Δθ
6332^{mm}4	— 1°800	4724^{mm}7	— 0°850
6047,5	— 1,343	4555,0	— 0,773
5888,3	— 1,203	4473,0	— 0,770
5829,0	— 1,110	4193,1	— 0,713
5504,4	— 1,055	4155,1	— 0,770
5339,0	— 1,015	3257,2	— 0,535
5133,8	— 0,932	2698,8	— 0,490
4998,8	— 0,880	2217,0	— 0,440
4850,2	— 0,843		

Deuxième expérience.

F	Δθ	F	Δθ
6359^{mm}7	— 1°690	4553^{mm}1	— 0°845
6202,1	— 1,500	4481,0	— 0,843
6066,2	— 1,360	4400,3	— 0,845
5924,3	— 1,290	4227,8	— 0,790
5765,0	— 1,203	4022,8	— 0,760
5585,1	— 1,165	3714,3	— 0,685
5446,4	— 1,128	3407,5	— 0,655
5179,3	— 1,102	2469,1	— 0,370
5164,0	— 1,045	1639,9	— 0,350
5068,8	— 1,035	1284,9	— 0,270
4873,1	— 0,960	962,4	— 0,220
4756,8	— 0,936		

Les résultats de ces deux expériences ne diffèrent pas beaucoup de ceux qui ont été obtenus pages 702 et 703 avec l'emploi du thermomètre à mercure.

Troisième expérience.

Je diminue l'étendue des parois poreuses qui permettent l'écoulement de l'air. A cet effet, je recouvre extérieurement la moitié supérieure de ma cloche d'une double couche de vernis à la gomme laque, et je la rends parfaitement imperméable par le gaz qui la comprime extérieurement. Je fais l'expérience comme précédemment, en laissant la soudure de l'élément à 30 millimètres du fond de la cloche, comme cela avait lieu dans les deux expériences précédentes. La soudure se trouve encore dans la partie de la cloche restée poreuse. J'obtiens alors les résultats suivants :

F	$\Delta\theta$	Volume écoulé par minute.
2164^{mm}7	— 0°44	4^{lit}9
3361,7	— 0,51	7,4
3763,2	— 0,53	8,3
4361,7	— 0,80	11,2
3011,2	— 0,61	6,2
1885,2	— 0,39	3,4

Ces valeurs diffèrent peu de celles des tableaux précédents.

Quatrième expérience.

Je recouvre encore, d'une double couche de vernis à la gomme laque, la moitié de la partie de la cloche qui était restée poreuse dans l'expérience précédente, de sorte qu'il ne reste plus que le quart inférieur de la cloche qui conserve

sa porosité. La soudure de l'élément thermo-électrique reste toujours à 30 millimètres du fond; elle se trouve ainsi un peu au-dessous du cercle qui termine la partie vernissée. On obtient alors :

F	$\Delta\theta$	Volume écoulé par minute.
3446,^{mm}4	— 0°52	5$^{lit.}$2
2404,1	— 0°23	3,3
1850,0	— 0,10	2,5

Les valeurs de $\Delta\theta$ sont sensiblement plus faibles que dans les expériences précédentes, surtout sous les pressions faibles. J'ai reconnu, en outre, qu'elles diminuaient encore quand je soulevais davantage l'élément thermo-électrique. Ainsi le courant gazeux était loin de conserver une température constante dans la partie supérieure vernissée qui est cependant très-mauvais conducteur de la chaleur.

Après ces tentatives infructueuses et beaucoup d'autres dont je ne parlerai pas, j'ai renoncé à l'espoir d'obtenir quelque chose de précis, d'expériences fondées sur la mesure des températures dans les courants gazeux, et il ne m'est resté que le regret d'avoir consacré beaucoup de temps à des recherches stériles.

IV. — *Expériences pour déterminer les températures variables que présente, dans les différents points de son parcours, un courant gazeux qui traverse un long fil capillaire d'argent.*

L'emploi des appareils thermo-électriques permet de reconnaître, très-exactement, les variations de température que l'air subit par le fait de sa détente lorsqu'il parcourt un fil capillaire d'argent.

L'appareil est disposé comme la figure 8, planche V, le représente.

V figure la partie supérieure de mon gros réservoir à air, placé dans sa cuve remplie d'eau. Sur la tubulure latérale R on a fixé, à l'aide d'une bride, le petit récipient *abcd*, fermé par une bride *cd*. Dans une petite tubulure *f* de ce récipient, on a mastiqué l'extrémité d'un fil capillaire d'argent *fg* qui a 3 mètres de long. Ce fil est entièrement semblable à celui qui a servi pour les expériences de la page 653; on le maintient tendu verticalement à l'aide de la rondelle en plomb P. L'extrémité *g* du fil débouche dans un tube de verre ouvert *mn*, de 12 millimètres de diamètre intérieur.

L'un des éléments T de l'appareil thermo-électrique est mastiqué dans la tubulure *e* du récipient *abcd*; le second élément T′ est attaché sur une petite planchette *rs*, glissant à frottement le long d'une planche verticale AB. Son extrémité *t*, formant la soudure, est courbée en crochet de façon à ser-

rer toujours le fil capillaire. Avec cette disposition, on peut faire parcourir à la soudure de l'élément T' toute la longueur du fil, et obtenir ainsi les différences de température entre l'air comprimé du récipient *abcd* et la température de cet air de plus en plus dilaté en les différents points du tube. On peut admettre, en effet, par suite de la grande conductibilité de l'argent et de la très-faible section du tube, que l'air intérieur présente en chaque point la même température que le tube.

Premier tableau.

	Distance de la soudure T' à l'origine *f*.	F	Δθ
	0	4703mm0	0°00
	0m5	4705,1	— 0,05
	1,0	4745,1	— 0,36
	1,5	4774,8	— 1,08
	2,0	4798,1	— 1,65
	2,3	4810,9	— 1,63
	2,9	4853,6	— 1,75
Extrémité *g* du fil	3,0	4914,1	— 1,82
Dans le jet gazeux, la soudure étant à 15 millimètres de l'extrémité *g*.		5323,1	— 1,72

Nous voyons ici que l'abaissement de température dans le tube se fait d'une manière régulière depuis l'orifice d'entrée jusqu'à celui de sortie. Au-delà, lorsque le gaz s'écoule dans l'atmosphère, il ne subit plus d'abaissement de température ; nous observons même ici une petite élévation, qui provient de ce que la vitesse diminue.

Second tableau.

Distance de la soudure T' à l'origine *f*.	F	Δθ
0m0	5895,mm7	0°0
0,5	5894,5	0°65
1,0	5886,5	1,06
1,5	5888,0	1,43
2,0	5890,4	1,62
2,30	5895,8	1,65
3,0	5875,8	1,88
Dans le jet gazeux, soudure à 10mm de *g*	5906,6	2,07
Dans le jet gazeux, soudure à 30mm de *g*	5892,4	2,10

La pression est restée sensiblement stationnaire. Les conclusions sont les mêmes.

Ces expériences montrent clairement que, lorsque le gaz comprimé parcourt un long tube capillaire d'argent, la détente se fait régulièrement dans toute la longueur du tube, comme on doit le conclure des abaissements réguliers de température que l'on observe sur la périphérie extérieure du fil métallique.

L'abaissement de température que nous observons dans le courant de gaz sortant, est presque égal à celui que nous avons trouvé par nos méthodes calorimétriques. Il est cependant toujours un peu plus faible, mais cela tient à ce que l'air ambiant plus chaud abandonne au tube capillaire une petite quantité de chaleur.

V. — *Expériences sur le refroidissement que l'on observe sur un thermomètre à mercure dont le réservoir est plongé dans le courant d'un gaz sortant d'un grand réservoir dans lequel il est comprimé, en traversant un tube capillaire.*

Je transcris ici, avec détails, quelques-unes des expériences dont j'ai parlé page 676.

Sur la tubulure A d'un réservoir à gaz comprimé V (planche III, fig. 16), on adapte un tube capillaire en verre *ab* qui se termine par une partie évasée *bc* à paroi mince. Un thermomètre T, à petit réservoir, est maintenu dans la partie évasée, à une petite distance de l'orifice du tube capillaire. Un autre thermomètre T' plonge dans la cuve, pleine d'eau, qui contient le réservoir V.

Lorsqu'on ouvre le robinet R, l'air s'échappe par le tube capillaire, le thermomètre T baisse rapidement; il arrive à un minimum auquel il s'arrête quelques instants, puis il remonte lentement à mesure que la pression diminue dans le réservoir.

Avec le même ajutage capillaire, l'abaissement de température $\Delta\theta$ varie comme l'excès de pression F qui produit l'écoulement.

Pour un même excès de pression, mais avec des ajutages de section différente, $\Delta\theta$ varie en raison inverse de la section du tube capillaire :

Le refroidissement du gaz provient de deux causes, dont les effets se superposent :

1° Le gaz du réservoir dépense sa force élastique à chasser la portion du gaz qui sort par le tube capillaire ; il se refroidit, et comme les parois n'ont pas le temps de lui rendre la chaleur qu'il perd, sa température pourra descendre beaucoup au-dessous de celle de l'eau de la cuve. Le gaz se présentera donc froid à l'orifice du tube capillaire.

2° Le gaz, entré dans le tube capillaire, s'y dilate successivement, et la force vive de ses molécules augmente. Ces deux faits occasionneront une dépense de chaleur qui est faite uniquement par le gaz sortant, dont la température doit s'abaisser.

Quelle est la part de l'effet total qui doit être attribuée à chacune de ces causes ?

Il est facile de reconnaître avec notre appareil que, pendant l'écoulement, le gaz du réservoir est toujours à une température inférieure à celle de l'eau de la cuve ; de plus, que la différence est d'autant plus grande que la quantité de gaz sortie dans le même temps est plus considérable. Pour cela, à un moment quelconque de l'écoulement, on ferme brusquement le robinet R, et l'on note immédiatement la hauteur du manomètre qui donne l'excès F de pression du gaz intérieur, au moment de la fermeture du robinet.

Ce manomètre remonte ensuite, d'abord rapidement, puis plus lentement ; mais il ne prend un état stationnaire F' qu'après 10 ou 15 minutes.

Soient

t la température de l'eau de la cuve,

V la capacité du réservoir à la température t,

δ le poids du litre d'air à 0° et sous la pression de 0^{m}760,

Enfin x la température moyenne, inconnue, de l'air dans le réservoir au moment de la fermeture du robinet ;

On doit avoir

$$V\delta \frac{1}{1+\alpha t} \frac{F+H}{760} = V\delta \frac{1}{1+\alpha x} \frac{F'+H}{760},$$

ou simplement

$$\frac{1+\alpha x}{1+\alpha t} = \frac{F'+H}{F+H},$$

d'où l'on déduit x, que l'on peut comparer avec la température t de l'eau de la cuve.

La température du gaz qui se présente à l'orifice du tube capillaire, est même probablement inférieure à x, car x représente une température moyenne, et certainement les couches d'air voisines des parois sont toujours plus chaudes que celles qui se trouvent dans l'axe du réservoir.

Je n'inscrirai ici que les résultats numériques de quelques-unes de mes expériences, en définissant aussi nettement que possible les conditions dans lesquelles elles ont été faites.

Dans chaque expérience, après l'ouverture du robinet R, on note simultanément, de minute en minute, les températures de l'air sortant et les excès de pression F dans le réservoir.

	Première expérience.			*Deuxième expérience.*		
	Température de l'eau du réservoir = 8°70 Température de l'air ambiant = 6°20			Température de l'eau du réservoir = 7°82 Température de l'air ambiant = 6°70		
Temps en minutes.	θ	Δθ	F	θ	Δθ	F
0	6°22	»	3406mm	7°02	»	3021mm
1	— 1,80	— 5°50	2977	2,05	— 4°97	2666
2	— 1,44	— 5,14	2680	2,41	— 4,61	2389
3	— 0,92	— 4,62	2404	2,69	— 4,33	2137
4	— 0,38	— 4,08	2150	3,04	— 3,98	1901
5	+ 0,18	— 3,52	1910	3,52	— 3,50	1683
6	0,66	— 3,04	1681	3,90	— 3,12	1478
7	1,10	— 2,60	1480	4,24	— 2,78	1286
8	1,50	— 2,20	1292	4,61	— 2,41	1108
9	1,71	— 1,99	1113	4,95	— 2,07	940
10	2,03	— 1,67	943	5,19	— 1,83	787
11	2,53	— 1,17	793	5,41	— 1,61	642
12	3,11	— 0,59	643	5,65	— 1,31	510
13	3,40	— 0,30	510	5,79	— 1,23	382
14	3,68	— 0,02	384	5,95	— 1,07	265
15	3,73	+ 0,03	265			

Dans la première expérience, la température de l'eau de la cuve était très-inférieure à celle de l'air ambiant. Pour la seconde expérience, on avait réchauffé l'eau de la cuve pour diminuer cette différence.

Les abaissements de température observés dans les deux expériences, pour un même excès de pression, diffèrent peu sous les fortes pressions; mais ils sont très-différents sous les pressions très-faibles, parce qu'alors la température de l'air ambiant exerce la plus grande influence, et compense en grande partie le refroidissement produit par la détente.

Les deux expériences suivantes ont été faites avec un ajutage capillaire de plus grande section.

Troisième expérience.

Température de l'eau de la cuve = 7°30
Température de l'air ambiant = 8°35

Quatrième expérience.

Température de l'eau du réservoir = 7°20
Température de l'air ambiant = 7°55

	Troisième expérience.			Quatrième expérience.		
Temps en minutes.	θ	Δθ	F	θ	Δθ	F
0	+ 8°46	»	4571mm	+ 7°66	»	4299mm
1	− 2,45	− 9°75	3788	− 1,88	− 9,08	3556
2	− 1,42	− 8,72	3214	− 1,49	− 8,69	3002
3	− 0,31	− 7,61	2720	+ 0,15	− 7,05	2554
4	+ 1,32	− 5,98	2290	1,06	− 6,14	2148
5	2,43	− 4,87	1916	2,05	− 5,15	1793
6	3,48	− 4,02	1589	3,88	− 3,32	1218
7	4,49	− 2,81	1307	4,77	− 2,43	985
8	5,23	− 2,07	1059	5,61	− 1,59	776
9	5,83	− 1,47	844			
10	6,25	− 1,05	652			
11	6,74	− 0,56	483			
12	7,08	− 0,22	343			
13	7,42	− 0,12	227			

Pour des excès égaux de pression, les différences de température Δθ sont beaucoup plus considérables dans ces expériences que dans les deux premières. Ainsi la section de l'ajutage exerce une très-grande influence.

Je me contenterai de dire qu'en prenant un ajutage dont la section était encore plus grande, j'ai obtenu un abaissement encore plus considérable. Enfin, j'ai choisi un quatrième ajutage dont la section avait un diamètre moitié de celui de l'ajutage capillaire des expériences I et II; l'abaissement de température n'a plus été que de 2° sous un excès de pression de 5 atmosphères.

Dans les expériences précédentes, les abaissements $\Delta\theta$ comprennent les effets des deux causes de refroidissement que j'ai signalées plus haut. Mais il est facile d'opérer de manière à n'obtenir que l'effet de la première cause, c'est-à-dire le refroidissement de l'air resté dans le réservoir à un moment quelconque de l'écoulement, et sous une pression connue.

Il suffit pour cela de laisser écouler l'air du réservoir absolument comme dans les expériences précédentes, et en partant de la même pression initiale; puis, à un moment donné, auquel correspond un excès de pression F, de fermer brusquement le robinet R. Le manomètre remonte alors jusqu'à un excès de pression F′ auquel il reste stationnaire. On a ainsi les éléments nécessaires pour calculer la température moyenne de l'air resté dans le réservoir au moment de la fermeture du robinet. On compare cette température calculée à la température θ que l'on a observée dans des circonstances complétement semblables sur le thermomètre T, disposé au-dessus de l'ajutage capillaire.

J'ai fait un certain nombre de déterminations de ce genre avec les divers ajutages qui m'avaient servi dans les expériences dont j'ai inscrit les résultats numériques. Toujours j'ai reconnu que le refroidissement intérieur dominait dans l'effet total. Pour qu'il en fût autrement, il faudrait opérer avec des ajutages extrêmement étroits, ou employer un réservoir à gaz d'une énorme capacité, ou enfin compenser le refroidissement par le réchauffement que produirait l'air lancé par une pompe foulante.

VI. — *Expériences pour déterminer les parties des appareils calorimétriques, dans lesquelles se produit surtout l'absorption de chaleur dans la détente d'un gaz en mouvement.*

La figure 5, planche IV, représente l'appareil que j'ai employé pour ces recherches.

Un serpentin en cuivre rouge, de 10 mètres de long et de 6 millimètres de diamètre intérieur, est contenu dans un vase annulaire cylindrique ABCD rempli d'eau, qui amène le gaz comprimé à une température connue, avant qu'il pénètre dans l'appareil calorimétrique.

La cuve intérieure FGHI contient les deux calorimètres KLMN, OPQR, dans lesquels s'opère la détente.

Dans le premier calorimètre LKMN se trouve un tube de laiton *abcd*, de 25 millimètres de diamètre intérieur, fermé à ses deux extrémités, et muni des deux tubulures *ae*, *cf* de 7 millimètres de diamètre intérieur. La première tubulure *ae* se joint à l'extrémité *o* du grand serpentin; la jonction devient hermétique à l'aide d'un tube de laiton qui couvre le joint, et avec du mastic à la résine interposé.

Le second calorimètre OPQR contient un tube de laiton *ghik*, de 30 millimètres de diamètre, fermé à ses deux extrémités, et muni des deux tubulures *f* et *tv*. Un tube de laiton *mu*, de 15 millimètres de diamètre intérieur, est maintenu suivant l'axe du tube extérieur *ghik*; ses deux extrémités *m*, *u* sont fermées; mais il est soudé en *f* à la tubulure

horizontale du tube enveloppe, et il porte un second orifice tranversal en *u*. Enfin ce tube *mu* est garni extérieurement de 20 disques annulaires en laiton, également espacés, qui entrent à frottement doux dans le cylindre extérieur *ghik*. On a enlevé à chaque disque un secteur dont l'arc a une longueur de 8 millimètres. Deux disques annulaires superposés ont leurs orifices aux extrémités opposées d'un même diamètre, de sorte que le gaz qui arrive par la tubulure *f* est obligé de circuler en spirale dans l'intervalle annulaire des deux tubes pour s'échapper dans l'atmosphère par la tubulure verticale *tv*. Cette disposition a été prise pour faciliter la mise en équilibre de la température de l'air avec l'eau de ce calorimètre. Néanmoins la circulation n'était pas suffisamment étendue dans ce calorimètre pour que l'on soit sûr d'obtenir un équilibre parfait.

On agite à la fois, et d'un mouvement parfaitement régulier, l'eau de la grande cuve annulaire et celle des deux calorimètres.

Première série d'expériences.

On mastique dans la tubulure *cf* du premier calorimètre KLMN un tube capillaire en verre, long de 50 millimètres, qui traverse la tubulure *f* du second calorimètre, et débouche dans le tube vertical *mu*.

Avec cette disposition, l'air comprimé vient du réservoir dans le tube *abcd* sous l'excès de pression F; j'admets qu'il prend la température moyenne θ de ce calorimètre. Il subit sa détente en traversant le tube capillaire en verre qui réunit

les deux calorimètres ; il traverse enfin, sous la pression de l'atmosphère, le second calorimètre, dont j'admets qu'il prend la température moyenne θ', et passe par le compteur qui donne le volume écoulé pendant l'expérience.

Voici maintenant les données de l'appareil :

Poids du premier calorimètre en laiton $157^{gr},46$, valeur en eau....	$14^{gr}78$
Poids de l'eau remplissant la jauge....	188,37
	M = 203,15
Poids du second calorimètre en laiton $183^{gr}06$, valeur en eau.....	$17^{gr}19$
Poids de l'eau remplissant la jauge.....	183,49
	M' = 200,68

On a donc

$$\text{Log}\, M = 2,3078382$$
$$\text{Log}\, M' = 2,3025041$$

Le gaz comprimé arrive dans le premier calorimètre à la température T, il en sort à la température moyenne θ de ce calorimètre ; il lui abandonne donc une quantité de chaleur

$$q = P \cdot 0,2375\ (T - \theta).$$

Je désigne toujours par $\Delta\theta$ le changement de température que ce calorimètre subit pendant l'expérience, correction faite de la perturbation apportée par les causes extérieures. La quantité de chaleur gagnée, ou perdue, par le calorimètre pendant l'expérience est $M\Delta\theta$. Si X est la quantité de chaleur perdue ou gagnée par le gaz, par le fait de la détente, on a

$$M\Delta\theta = X + q, \quad \text{d'où } X = M\Delta\theta - q;$$

les quantités $\Delta\theta$ et q étant affectées du signe qui leur convient.

Le gaz pénètre dans le second calorimètre à la température θ; il en sort à la température moyenne θ' que ce calorimètre possède pendant l'expérience. Le gaz gagne donc, ou abandonne, une quantité de chaleur

$$q' = P \, . \, 0{,}2375(\theta - \theta').$$

Le calorimètre montre une variation de température $\Delta\theta'$, que je suppose corrigée de l'influence des causes extérieures. Sa quantité de chaleur éprouve donc une variation $M'\Delta\theta'$, et si l'on désigne par Y la portion de cette variation qui est due à la détente, on a

$$M'\Delta\theta' = Y + q', \quad \text{d'où } Y = M'\Delta\theta' - q'.$$

Je donne les valeurs de X et de Y dans mes tableaux. Le changement total de chaleur que le gaz a subi par la détente, dans les conditions où celle-ci a eu lieu, est

$$X + Y.$$

Calorimètre A.

	I.	II.	III.
F	5959mm1	6038,0	5934,0
P	328gr27	333,68	286,27
p	6gr56	6,67	5,72
T	10°071	10,477	10,778
θ	9°911	10,137	10,348
$T-\theta$	+ 0°160	+ 0,340	+ 0,430
$\Delta\theta$	− 0°0297	+ 0,1283	+ 0,1733
$M\Delta\theta$	− 6,03	+ 26,07	+ 35,21
q	+ 13,04	+ 26,94	+ 29,24
$M\Delta\theta-q$	− 19,07	− 0,87	+ 5,97

Calorimètre B.

θ	9°911	10,137	10,348
θ'	9°672	9,679	9,811
$\theta-\theta'$	+ 0°239	+ 0°458	+ 0,537
$\Delta\theta'$	− 0°6323	− 0°6106	− 0,4823
$M'\Delta\theta'$	− 126,89	− 122,53	− 96,79
q'	+ 19,48	+ 36,30	+ 36,51
$M'\Delta\theta'-q'$	− 146,37	− 158,83	− 133,30

Les deux calorimètres réunis.

$M\Delta\theta+M'\Delta\theta'-q-q'$	− 165,44	− 159,70	− 127,33
y	− 2°122	− 2°015	− 1°872
y_1	− 0°3561	− 0°3337	− 0°3156

Moyenne de $y_1 = -0°3351$.

Les valeurs $M\Delta\theta - q$ se rapportant au premier calorimètre sont très-petites ; ainsi, ce calorimètre n'éprouve pas d'effet sensible de la détente. Celle-ci se fait en entier dans le tube

capillaire de verre qui joint les deux calorimètres, et le second calorimètre en éprouve seul les effets.

En réunissant les valeurs trouvées sur les deux calorimètres, on a l'expression des quantités totales de chaleur que l'air a perdues par sa détente. Ces valeurs sont inscrites dans les trois dernières lignes du tableau. La moyenne des valeurs de q', c'est-à-dire le refroidissement que subirait l'air, si sa force élastique diminuait d'une quantité exprimée par une colonne de mercure de 1 mètre, est

$$y_1 = -0^\circ 3351.$$

Je n'ai pas cherché à connaître la température que présente l'air au sortir du second calorimètre.

Seconde série d'expériences.

On enlève le tube capillaire de verre qui réunissait les deux calorimètres, et la communication se fait maintenant par les larges tubulures dont l'une entre exactement dans l'autre. Mais on mastique dans l'orifice *o* du long serpentin de la cuve annulaire un bout de tube de verre mince, effilé en une pointe ouverte qui se prolonge jusqu'en *a* et vient déboucher à l'intérieur du tube *abcd* du premier calorimètre.

Avec cette nouvelle disposition, la détente se fait dans le premier calorimètre; le second calorimètre sert à réchauffer le gaz refroidi par la détente.

Calorimètre A.

	I.	II.	III.	IV.
F	$6585^{mm}10$	6837,61	6803,16	6762,94
P	$501^{gr}92$	519,97	516,45	514,43
p	$10^{gr}04$	10,40	10,33	10,25
T	15°085	14,700	11,203	11,694
θ	14°780	14,157	10,659	10,707
$T-\theta$	+ 0°305	+ 0,543	+ 0,544	+ 0,987
$\Delta\theta$	— 1°0871	— 1,0343	— 0,8387	— 0,7722
$M\Delta\theta$	— 220,85	— 210,13	— 170,39	— 156,88
q	+ 36,36	+ 67,05	+ 66,72	+ 120,59
$M\Delta\theta-q$	— 257,21	— 277,18	— 237,11	— 277,47

Calorimètre B.

θ	14°780	14,157	10,659	10,707
θ'	15°209	14,564	11,031	11,118
$\theta-\theta'$	— 0°429	— 0,407	— 0,372	— 0,411
$\Delta\theta'$	— 0°2727	— 0,2880	— 0,3482	— 0,2879
$M'\Delta\theta'$	— 54,72	— 57,79	— 69,88	— 57,77
q'	— 51,14	— 50,26	— 45,63	— 50,21
$M'\Delta\theta'-q'$	— 3,58	— 7,53	— 24,25	— 7,56

Les deux calorimètres réunis.

$M\Delta\theta+M'\Delta\theta'-q-q'$	— 260,79	— 284,71	— 261,36	— 285,03
y	— 2°188	— 2°305	— 2°131	— 0°333
y_1	— 0°3322	— 0°3371	— 0°3132	— 0°3449

C'est le calorimètre A qui reçoit maintenant en entier le refroidissement produit par la détente. Le calorimètre B ne fournit plus qu'une très-petite fraction de la chaleur.

La moyenne de y_1 est — 0°,3318; elle diffère à peine de celle qui a été trouvée dans la première série.

Ces expériences montrent clairement que le refroidissement du gaz se fait complétement dans l'ajutage capillaire quelle que soit sa longueur, c'est-à-dire là où la détente se fait. Les variations subséquentes dans la quantité de chaleur, variations qui consistent dans des accroissements de température, proviennent de la perte de force vive que les molécules gazeuses subissent à mesure que leur vitesse de translation diminue.

DÉTENTE DE L'AIR A TRAVERS UNE SIRÈNE.

(Janvier 1853.)

Je réunis ici quelques expériences que j'ai faites anciennement dans le but d'utiliser la détente du gaz à produire un travail pouvant être apprécié plus ou moins exactement. A cet effet, j'ai fait détendre le gaz dans l'intérieur du calorimètre comme dans les précédentes séries ; mais j'ai cherché à consommer une partie de la détente du gaz dans un travail mécanique exécuté également dans le calorimètre. Je voulais reconnaître ainsi, par expérience, si cette production de travail mécanique influait notablement sur l'effet calorifique recueilli par le calorimètre.

La figure 15, planche III, représente la disposition que j'ai essayée. Elle se compose d'une sirène dont le plateau fixe *ab* forme la paroi supérieure d'une boîte épaisse *abcdef*, dans laquelle le gaz comprimé arrive avec toute sa pression. Le plateau fixe *ab* est surmonté du plateau mobile de la sirène ; son axe *ij* est ajusté et centré le plus exactement possible. Le plateau fixe et le plateau mobile sont percés des orifices inclinés ordinaires. La boîte fermée se continue au-dessus du plateau mobile et communique, à l'aide d'un bout de serpentin, avec les boîtes superposées de mes calorimètres à gaz. Enfin, tout le système est maintenu dans un calorimètre, dont l'eau l'enveloppe complétement.

Une vis de serrage, agissant sur l'axe mobile de la sirène,

permet de fixer invariablement le plateau mobile dans la position où les orifices des plateaux se superposent exactement. Dans ce cas la sirène ne se met pas en mouvement; le gaz comprimé se détend simplement au sortir des orifices et conserve pour lui-même le mouvement produit par la détente. On doit donc, dans ce cas, observer sur le calorimètre un effet calorifique semblable à celui que nous avons trouvé dans les expériences où le gaz se détendait à travers plusieurs orifices fixes.

Mais, lorsque l'on desserre la vis, le plateau acquiert toute sa mobilité, et il prend un mouvement de rotation qui s'accélère très-rapidement sous l'influence de la forte pression qui règne dans le réservoir à gaz. Le son rendu par la sirène est immédiatement très-intense, mais il devient successivement de plus en plus aigu et bientôt il dépasse la limite des sons perceptibles. Je n'ai pas réussi à centrer assez exactement l'axe de la sirène pour qu'il ne se développât pas, avec une rotation si rapide, un son d'axe qui se manifeste d'abord par des battements; mais bientôt ceux-ci deviennent si rapprochés qu'ils constituent un son musical. La note de ce son d'axe monte continuellement, et lorsque le son primitif de la sirène a dépassé le degré d'acuité sensible à l'oreille, le son d'axe a monté de plusieurs octaves. Le mouvement vibratoire gagne en même temps toutes les parties de l'appareil et même la forte table en chêne sur laquelle il est fixé. Cette table rend souvent un son grave, très-intense, et ses vibrations sont tellement énergiques qu'on ne peut pas y maintenir le coude appuyé.

Il y a donc une grande masse de matière mise dans un mouvement vibratoire intense; mais la plus grande partie

de ce mouvement se faisant hors du calorimètre, doit occasionner une dépense de chaleur annoncée par le calorimètre.

Le poids du calorimètre avec la sirène et ses accessoires est de $685^{gr}37$

dont la valeur calorimétrique en eau est de	$64^{gr}42$
Eau versée dans le calorimètre..........	693, 22
	$M = 757^{gr}64$
	$\log M = 2,8967191$.

Le réservoir dans lequel on comprime l'air a une capacité de $39^{lit.}818$.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
	Sirène libre. Vers le milieu de l'expérience, le calorimètre, son support et même la table qui supporte tout l'appareil se mettent à vibrer avec intensité.	La sirène est mieux ajustée. Les appendices n'entrent pas en vibration comme dans l'expérience précédente. Le son de la sirène est très-distinct; mais il arrive à une extrême acuité.	La sirène est arrêtée.	Sirène arrêtée.	Sirène libre. Les sons d'axe prennent une grande intensité, ils couvrent complétement le son de la sirène.	Sirène libre. Vibrations d'axe très-fortes, trépidations violentes de la table.	Sirène libre. Mêmes conditions que pour VI.
F	$7381^{mm}41$	7424,95	7484,94	7452,49	7558,86	7394,98	7441,73
F'	$1010^{mm}25$	912,54	931,98	980,74	802,26	832,63	928,00
$\frac{F+F'}{2}$	$4195^{mm}83$	4168,75	4208,43	4191,61	4180,56	4113,80	4184,86
$P-P'$	$415^{gr}0$	423,91	426,49	424,38	439,28	426,51	423,31
p	$46^{gr}1$	42,39	71,00	60,60	54,90	106,60	70,50
T	$10°93$	11,255	11,31	11,31	11,49	11,55	11,62
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$11°56$	11,566	11,50	11,51	11,25	11,41	11,57
$\Delta\theta$	$-0°1925$	$-0,0850$	$-0,0521$	$-0,0481$	$-0,1099$	$+0,0\ 0$	$-0,053$
$M\Delta\theta$	$-145,86$	$-64,42$	$-39,50$	$-36,46$	$-83,259$	$+3,04$	$-40,11$
Q	$-83,77$	$-33,17$	$-14,23$	$-16,85$	$-108,24$	$-21,82$	$-45,13$
x	$1°4798$	0,641	0,390	0,362	0,800	0,030	0,399
y	$-0°8499$	$-0,330$	$-0,140$	$-0,162$	$-1,040$	$-0,2099$	$-0,450$
f	$3437^{mm}33$	3412,25	3452,23	3436,12	3425,80	3359,04	3429,00

Si l'on compare les expériences I, II, V, VI et VII où la sirène était mobile avec les expériences III et IV où la sirène était fixée, on reconnaît bien que les valeurs de y sont plus

grandes pour la sirène mobile; mais la différence est bien petite. La plus grande partie du travail exécuté par la sirène consiste dans les vibrations sonores qu'elle répand au dehors du calorimètre, et c'est à elles qu'il faut attribuer la petite perte de chaleur que nos expériences indiquent.

Dans une autre série d'expériences, j'ai remplacé la sirène par une petite turbine à aubes courbes, fonctionnant à l'intérieur du calorimètre, mais disposée de façon que son axe se prolongeait hors du calorimètre et venait se terminer dans un second calorimètre de dimensions plus petites. Lorsque la turbine avait pris un mouvement suffisamment rapide, on faisait agir sur la portion de l'axe plongée dans le petit calorimètre un frein formé par une lame élastique rugueuse qui, par son frottement, anéantissait une partie du mouvement. La température du petit calorimètre s'élevait, et l'on comparait la quantité de chaleur qu'il absorbait à la perte de chaleur subie par le grand calorimètre. Mais les effets calorifiques produits avec ce petit appareil étaient toujours trop petits pour être appréciés avec une exactitude suffisante.

Je n'ai pas poussé plus loin ces recherches; je n'ai trouvé aucun moyen suffisamment précis pour mesurer la quantité de travail produit par la détente de l'air dans une machine, et tant que ce moyen ne sera pas trouvé, les expériences de ce genre n'offriront qu'un intérêt de curiosité.

DÉTENTE DYNAMIQUE.

SECONDE PARTIE.

Dans la première partie de ce mémoire j'ai cherché à déterminer les effets calorifiques produits par un gaz qui arrive dans un appareil calorimétrique avec une forte pression, s'y détend jusqu'à la pression atmosphérique extérieure et en sort avec la température de ce calorimètre. Ainsi le gaz soumis à l'expérience ne fait que traverser le calorimètre dans les conditions que je viens d'indiquer, et aucune partie de ce gaz n'y reste. L'effet calorifique est produit principalement par les variations de force vive.

Dans la seconde partie que je vais traiter maintenant, le gaz soumis à l'expérience est primitivement contenu à l'état de repos dans le calorimètre, et on le laisse se détendre

jusqu'à la pression atmosphérique en lui ouvrant un orifice. Ou bien ce gaz arrive successivement dans ce calorimètre sous l'influence d'un excès de pression pour y séjourner en repos jusqu'à la fin de l'expérience. Ainsi on opère successivement par compression et par détente.

Dans cette manière d'opérer, la détente statique joue le rôle principal dans l'effet produit, mais la détente dynamique intervient dans des conditions analogues à celles qui sont réalisées dans les expériences de la première partie du Mémoire.

EXPÉRIENCES DE 1852 AVEC UN APPAREIL A DEUX RÉSERVOIRS CALORIMÉTRIQUES CONJUGUÉS.

Cet appareil (Planche III, fig. 21) se compose de deux réservoirs cylindriques A, A′ en laiton, aussi semblables que possible, et à parois suffisamment épaisses pour résister à de très-fortes pressions intérieures. La hauteur de ces cylindres est de $0^m 40$, leur diamètre de $0^m 12$. Chacun des cylindres est fixé à l'intérieur d'un vase cylindrique en laiton plus mince, que l'on remplit d'eau; l'ensemble fonctionne comme un calorimètre.

Chacun des réservoirs A, A′ porte, au milieu de sa hauteur, une petite tubulure horizontale a, a'. L'une des tubulures a, celle qui appartient au réservoir A, est munie d'un robinet r placé à l'intérieur du vase calorimétrique; on manœuvre ce robinet du dehors au moyen d'une clef qui dépasse le couvercle du calorimètre.

On réunit les deux tubulures a, a' à l'aide d'un petit bout de tube capillaire en verre m, que l'on scelle intérieurement avec du mastic. Ce mode de jonction des deux calorimètres se comprend facilement à l'inspection de la figure 22 qui en représente une coupe verticale agrandie. On change, à volonté, la vitesse avec laquelle l'air passe d'un calorimètre à l'autre, en choisissant des tubes plus ou moins capillaires pour réunir les tubulures a, a' des deux calorimètres.

Des thermomètres à mercure, dont les réservoirs occupent à peu près la hauteur des réservoirs A, A′, plongent dans chacun des calorimètres. Ces thermomètres sont très-sensi-

bles, car un degré centigrade occupe 80 à 100 divisions de leur échelle.

L'eau des calorimètres est agitée continuellement, d'un mouvement uniforme, par des agitateurs à doubles palettes $jigf, j'i'g'f'$, montés sur une même barre horizontale jj' qui reçoit un mouvement oscillatoire uniforme à l'aide de la machine.

La force élastique du gaz dans chaque réservoir est indiquée par un manomètre à air comprimé, communiquant avec le réservoir par un fil capillaire en argent cd, $c'd'$. Les deux manomètres sont disposés dans une haute cuve pleine d'eau, dont l'une des faces verticales est formée par une plaque de glace. On maintient les deux manomètres à une température constante qui est précisément celle à laquelle on a fait leur graduation par rapport au grand manomètre à air libre.

Voici maintenant la manière d'opérer :

On fait un vide plus ou moins complet dans le réservoir A'; l'air y restera avec une force élastique f.

On comprime, au contraire, de l'air sec dans le réservoir A jusqu'à la pression F.

Les calorimètres ayant reçu leur quantité normale d'eau, on met les agitateurs en mouvement, et à l'aide de lunettes horizontales on observe, simultanément, la marche des deux thermomètres pendant 10 minutes, ainsi que la température de l'air ambiant qui est donnée par un thermomètre placé dans le voisinage des calorimètres. On obtient ainsi les éléments d'une première équation qui sert à déterminer les constantes de la formule de correction, destinée à éliminer les effets des causes perturbatrices extérieures.

A la fin de la dixième minute, on ouvre le robinet r de la tubulure horizontale a du réservoir A : une portion du gaz du réservoir A passe dans le réservoir A', et l'équilibre de pression s'établit dans les deux réservoirs ; deux minutes suffisent avec notre ajutage capillaire m. On continue à observer, de minute en minute, la température des deux calorimètres pendant 6 à 8 minutes, afin que l'équilibre de température soit bien établi. Enfin, on fait une dernière détermination pendant les 10 minutes finales, afin d'avoir les éléments de la seconde des équations qui donneront les constantes de la formule des perturbations extérieures.

Je donnerai les valeurs numériques qui sont nécessaires pour le calcul de chaque expérience partielle :

Le réservoir A pèse 5820gr; sa valeur en eau est 553gr8,
Le réservoir A' pèse 5957; sa valeur en eau est 566,8,
Le poids de l'eau que l'on met dans chaque calorimètre est 4296gr0.

Ainsi la valeur totale en eau de chaque calorimètre est :

Calorimètre A 4849gr8, log A = 3,6857238,
Calorimètre A' 4862,8, log A' = 3,6868864,
Le thermomètre T a son zéro à —795D45,
Log. de la valeur du degré = 2,0063841
Le thermomètre T' a son zéro à —483D90
Log. de la valeur du degré = 1,8944010

La capacité de chacun des réservoirs à gaz a été déterminée par la méthode du volumenomètre ; on a trouvé ainsi :

Réservoir A 5litres126, log V = 0,7097656
Réservoir A' 5, 052, log V' = 0,7034691

Soient :

F la pression initiale du gaz dans le réservoir A,
f la pression initiale du gaz dans le réservoir A',
φ la pression égale qui s'établit dans les deux quand on les fait communiquer,
P le poids du gaz contenu dans le réservoir A au commencement de l'expérience,
p le poids du gaz contenu dans le réservoir A' au commencement de l'expérience,
π le poids du gaz qui reste dans le réservoir A' quand on a établi la communication,
$P-\pi$ sera le poids du gaz qui sera passé dans le réservoir A,
$\Delta\theta$ l'abaissement de température du calorimètre A, après correction des causes perturbatrices,
$\Delta\theta'$ l'élévation de température du calorimètre A', après correction des causes perturbatrices,
Q la quantité de chaleur perdue par le calorimètre A,
Q' la quantité de chaleur gagnée par le calorimètre A'.

Je donne ici les résultats de trois expériences faites le 17 avril 1852, avec des pressions initiales très-différentes.

	I.	II.	III.
F	7252mm	5110	2576
f	40mm	23	23
φ	3491mm	2580	1292
P	60gr165	42,201	21,274
p	0gr3318	0,1899	0,1892
π	28gr963		
$P-\pi$	31,202		
$\Delta\theta$	0°11768	0,07838	0,03700
$\Delta\theta'$	0°11885	0,08578	0,04195
Q	570,7	380,1	179,5
Q'	578,0	417,1	204,0

Les quantités Q et Q' sont à peu près proportionnelles aux

excès moyens de pression sous lesquels l'écoulement du gaz a eu lieu. On est porté à penser que ces deux quantités doivent être égales; nous voyons en effet qu'elles diffèrent très-peu. Cependant dans les trois expériences, la quantité Q' de chaleur gagnée par le calorimètre A' est plus grande que celle Q qui a été perdue par le calorimètre A; la différence est d'autant plus notable que l'on opère avec un excès de pression plus faible. Mais sous des excès faibles de pression, les changements de température subis par les calorimètres sont si petits, qu'on ne peut pas répondre de leur exactitude.

J'ai cherché si je ne parviendrais pas à faire disparaître la différence observée entre les deux quantités de chaleur, en prolongeant la durée de l'expérience pour être plus sûr que l'air est bien exactement en équilibre de température avec l'eau du calorimètre qui le contient. Mais, dans ce cas, on augmente beaucoup la valeur des effets produits par les causes perturbatrices extérieures, et l'on peut craindre que la correction qui en résulte ne soit une fraction trop grande des $\Delta\theta$ donnés par l'expérience. Pour obtenir quelque certitude à cet égard, il faut multiplier beaucoup les expériences et surtout disposer l'appareil de façon à pouvoir appliquer la méthode du retournement, en faisant fonctionner chacun des deux calorimètres, successivement, pour la compression, puis pour la détente.

Les tentatives que j'ai faites dans cette direction ne m'ont pas satisfait. Les variations $\Delta\theta$, $\Delta\theta'$ subies par les calorimètres sont toujours si petites que les thermomètres employés pour les mesurer doivent être d'une invariabilité absolue pour qu'on puisse compter sur la différence $\Delta\theta - \Delta\theta'$ telle qu'elle

est donnée par l'expérience, car elle ne s'élève qu'à quelques millièmes de degré centigrade.

Quoi qu'il en soit, je ne poussais pas plus loin ces recherches en 1852, et lorsque je les repris, en 1854, je changeais ma manière d'opérer.

EXPÉRIENCES DE 1854 AVEC UN SEUL RÉSERVOIR CALORIMÉTRIQUE.

Dans les expériences que je vais décrire, je ne me suis servi que d'un seul des réservoirs calorimétriques qui formaient l'appareil employé en 1852.

La tubulure horizontale *a* du réservoir A a été soudée à l'une des extrémités d'un long serpentin en cuivre, disposé dans une grande cuve W pleine d'eau (planche IV, fig. 7). L'eau de cette cuve est continuellement agitée; un thermomètre T' en donne la température.

La seconde extrémité *b* de ce serpentin est mastiquée sur le tube *hi* du grand réservoir à air V (tome II, planche I, fig. 6) qui m'a servi pour déterminer la capacité calorifique des gaz sous pression constante. Enfin sur la tubulure supérieure du vase calorimétrique A, et au-dessus du robinet R, on a ajusté un tube capillaire *u* en verre, surmonté d'un entonnoir cylindrique *vs* dans lequel on maintient fixe le réservoir d'un thermomètre à mercure *t*.

L'opération se compose de deux périodes qui se suivent immédiatement :

Première période. Le grand réservoir V est rempli d'air comprimé.

Le robinet *r* du réservoir calorimétrique A est fermé, tandis que le robinet R est ouvert ; ainsi, dans ce cas, le réser-

voir calorimétrique est rempli d'air sous la pression de l'atmosphère.

On donne le mouvement oscillatoire uniforme à l'agitateur *hijgf* du réservoir calorimétrique et à l'agitateur *mnp* de la cuve à eau W qui contient le serpentin. Lorsqu'on suppose que l'uniformité de température s'est établie dans toutes les parties de l'appareil, on suit pendant 10 minutes la variation de température que subit le thermomètre du calorimètre, et l'on note simultanément le thermomètre de l'air ambiant. On obtient ainsi les éléments de la première des équations nécessaires pour calculer l'influence des causes perturbatrices extérieures.

A la fin de la dixième minute, on ferme le robinet R du calorimètre et l'on ouvre le robinet *r*. L'air comprimé du réservoir V, qui remplit également le serpentin du vase W si le robinet R'' du réservoir V est ouvert, se précipite dans le réservoir calorimétrique A jusqu'à ce que l'équilibre de pression soit établi. Mais le gaz traverse préalablement le serpentin de la cuve W, et l'on admet qu'il prend exactement la température de l'eau de cette cuve. La rapidité avec laquelle cette circulation de gaz s'exécute dépend de l'ouverture, plus ou moins grande, que l'on a donnée au robinet R'' du grand réservoir V. Dans ces expériences, l'écoulement durait environ 2 minutes.

On suit la marche du thermomètre T de minute en minute. On admet qu'au bout de 5 à 6 minutes, le gaz comprimé dans le calorimètre A s'est mis en équilibre de température avec l'eau de ce calorimètre. On le reconnaît sur le grand manomètre à air libre, qui devient alors complétement sta-

tionnaire ; on note sa pression qui est celle que l'air subit maintenant dans le réservoir calorimétrique.

Enfin, on suit une dernière fois la marche du thermomètre T pendant 10 minutes, pour avoir la seconde équation qui sert à calculer les perturbations extérieures.

Seconde période. Celle-ci commence immédiatement après les 10 minutes finales de la première période. On ferme le robinet *r* et l'on ouvre le robinet R du réservoir calorimétrique ; l'air comprimé de ce réservoir s'échappe alors dans l'atmosphère avec plus ou moins de vitesse, suivant la section du tube capillaire qui surmonte le robinet R. Le thermomètre T du calorimètre baisse ; on note sa marche de minute en minute. Quand l'excès d'air s'est écoulé, on attend encore 5 minutes ; ses variations sont alors devenues régulières parce qu'elles ne proviennent plus que des causes extérieures. Enfin, on note les variations de ce thermomètre pendant les 10 minutes finales.

Cette dernière observation sert pour l'expérience suivante, dont elle donne les variations pendant les dix minutes initiales.

La seconde période de ces expériences devrait donner la chaleur absorbée par l'air comprimé du réservoir calorimétrique, quand cet air se détend jusqu'à la pression de l'atmosphère extérieure. Mais l'abaissement de température observé sur le thermomètre T ne peut donner une indication précise à cet égard, que si l'air en sortant a toujours exactement la même température que l'eau du calorimètre. Il est loin d'en être ainsi, surtout quand l'écoulement du gaz est rapide. Lorsque le tube capillaire qui surmonte

le robinet R a un diamètre de plus de 1 millimètre, et que l'air est fortement comprimé, le thermomètre *t* descend quelquefois à — 20°.

La différence de température entre l'air qui sort du calorimètre est d'autant plus faible que l'écoulement de l'air est moins rapide; mais elle est toujours assez grande dans mes expériences pour qu'il ne soit pas permis de la négliger.

D'après cela j'ai dû rejeter tous les résultats obtenus pendant la période de détente, et je n'inscrirai dans mes tableaux que les résultats qui ont été donnés par la période de compression.

EXPÉRIENCES PAR COMPRESSION.

Voici les données de l'appareil :

Thermomètre T	Thermomètre T'
Zéro à $131^{D}8$	Zéro à $57^{D}1$
Log. du degré = $\bar{2}$,0063841	Log. du degré = 1,3166731

Valeur en eau du calorimètre M = 3021gr,325,
dont log M = 3,4801975.

Le poids de l'air qui remplit le réservoir calorimétrique à gaz A est calculé à l'aide de la formule

$$\pi = Ah + Bh^2 + Ch^3 \text{ (*)}$$

dont j'ai donné les éléments à la page 592 ; mais en multipliant la valeur de π par la fraction

$$\frac{6,4185}{38,522} = 0,16662 \text{ (**)}$$

qui représente le rapport entre la capacité du réservoir calorimétrique A et celle du réservoir V.

(*) Il est important de remarquer que cette formule tient compte, à la fois, des anomalies que la compressibilité du gaz présente par rapport à la loi de Mariotte, et des changements de capacité que subit le réservoir par les variations de la pression intérieure (t. II, p. 68).

(**) Le nombre 6,4185 représente le poids de l'air qui remplit le réservoir ca-

Les expériences dont j'ai transcrit les résultats dans le tableau suivant ont été faites de la manière suivante :

On a comprimé, une fois pour toutes, de l'air sec dans le grand réservoir de 253 litres, et on en a pris successivement, pour chaque expérience, la quantité qui mettait l'air du réservoir calorimétrique A en équilibre de pression avec l'air resté dans le réservoir V. La pression diminuait donc nécessairement dans le réservoir V d'une expérience à la suivante.

Soient :

H la hauteur du baromètre, laquelle exprime la force élastique initiale de l'air dans le réservoir calorimétrique A,

F la force élastique finale de cet air,

π le poids de l'air sous la pression H au commencement de l'expérience,

Π le poids de cet air dans les conditions finales, sous la pression F,

T la température constante de l'eau du bain qui contient le serpentin,

θ' la température finale du calorimètre,

$\Delta\theta$ l'élévation de température subie par le calorimètre, corrigée des perturbations extérieures.

La quantité de chaleur que le calorimètre gagne par l'introduction de l'air sera $M\Delta\theta$.

---

lorimétrique à 0° et sous la pression de 760^{mm}. On a fait sur ce réservoir calorimétrique les expériences par pesées dans les ballons compensés que j'ai décrites tome II, page 68, en faisant varier les pressions intérieures de 1 à 10 atmosphères. On a reconnu ainsi que l'on pouvait admettre que les deux réservoirs subissaient sensiblement des variations proportionnelles de capacité par les changements de pression. Il est bien entendu que, toutes les fois qu'on a changé la capacité du réservoir calorimétrique d'une manière sensible par l'addition d'un appendice, on a fait subir à la fraction la correction correspondante.

L'air qui pénètre dans le calorimètre y arrive avec la température T, mais il s'y échauffe jusqu'à la température θ' ; il prend donc au calorimètre une quantité de chaleur

$$q = (\Pi - \pi)\,0{,}2375\,(\theta' - T).$$

L'air qui existait primitivement dans le calorimètre, à la température initiale θ, s'échauffe aussi à la température finale θ' de ce calorimètre ; il prend donc une quantité de chaleur

$$q' = \pi . 0{,}2375\,(\theta' - \theta).$$

Ainsi on a pour la quantité de chaleur qui est devenue libre par la compression

$$Q = M\Delta\theta + q + q'.$$

Nous inscrirons aussi cette quantité sous une autre forme : nous chercherons l'excès y de température sur la température initiale du calorimètre, que devrait avoir le poids Π d'air pour donner au calorimètre cette même quantité de chaleur Q, l'air conservant sa force élastique. Nous aurons :

$$\Pi . 0{,}2375 . y = Q$$

J'inscris ces valeurs de y dans les tableaux.

Première série (février 1854).

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
F	9298mm2	9123,6	8952,7	8793,6	8646,2	8499,7	8362,0	8230,9	8100,5	7971,8
H	757mm6	757,6	757,6	757,6	757,4	757,5	757,4	757,3	757,3	757,4
Π	77gr819	76,155	74,732	73,486	72,117	70,802	69,697	67,404	67,485	66,412
π	6gr297	6,285	6,287	6,295	6,284	6,282	6,281	6,280	6,279	6,280
$\theta'-T$	1°264	1,397	1,441	1,384	1,321	1,299	1,239	1,202	1,152	1,059
$\Delta\theta$	0°44553	0,45365	0,42476	0,42222	0,39947	0,40774	0,39952	0,38999	0,38507	0,37819
$M\Delta\theta$	1346,0	1370,62	1283,37	1275,67	1206,92	1231,93	1207,07	1178,29	1163,42	1142,63
q	21,420	23,133	23,375	22,039	20,611	19,882	18,622	17,438	16,711	15,092
q'	0,686	0,730	0,683	0,640	0,612	0,624	0,611	0,607	0,592	0,549
Q	1368,11	1394,48	1307,38	1298,35	1228,14	1252,44	1226,30	1196,34	1180,72	1158,27
y	74°02	77,10	73,66	74,39	71,70	74,42	74,08	74,63	73,66	73,44
$\frac{Q}{F-H}$	0,1660	0,1667	0,1595	0,1616	0,1557	0,1618	0,1613	0,1601	0,1608	0,1606

On déduit de ce tableau

$$\text{Moyenne de } F-H = 7840^{mm}5,$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1614.$$

Deuxième série (22 février 1854).

Ces expériences se font comme celles de la première série, mais on a fait un petit changement à l'appareil. Pour être plus sûr que l'air du réservoir V entre bien dans le réservoir calorimétrique A à la température que le thermomètre marque dans l'eau qui enveloppe le serpentin, on a engagé à l'intérieur de la tubulure de ce serpentin, à l'endroit où il pénètre dans le vase caloriméiqtrue A, un bout de tube capillaire en verre. De plus on ouvre, chaque fois, complétement le robinet R″ du réservoir V. De cette façon, à cause de la grande

section du robinet R″ et de celle du serpentin, l'air a sensiblement la même force élastique dans le serpentin que dans le vase V, de sorte que la détente ne commence qu'au moment où l'air pénètre dans le récipient calorimétrique A. Le gaz ne change plus alors de température dans le serpentin par le fait de sa détente, et l'on est plus sûr qu'il est en équilibre de température avec l'eau qui environne le serpentin.

Nous avons toujours :

$$\text{Log } M = 3{,}4801975.$$

Le tableau suivant renferme les résultats de quatre expériences qui ont été faites ainsi, et pour lesquelles on a opéré sensiblement la même compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	8961mm24	9036,12	9097,82	9009,88
H	768mm34	767,12	766,62	766,28
Π	75gr110	75,630	76,138	75,380
π	6gr402	6,393	6,376	6,376
θ′ — T	0°423	0,432	0,403	0,376
Δθ	0°43683	0,43635	0,44219	0,43774
MΔθ	1319,81	1318,36	1336,00	1322,54
q	6,888	7,089	6,653	6,149
q′	0,696	0,688	0,700	0,660
Q	1327,39	1326,14	1343,35	1329,36
y	74°41	73,82	74,29	74,25
$\frac{Q}{F-H}$	0,1620	0,1604	0,1612	0,1612

Moyenne de F — H = 8359mm2

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0{,}1612.$

La valeur moyenne de $\frac{Q}{F - H}$ est exactement la même que celle que nous avons trouvée dans la première série. Ainsi la modification que l'on a faite à l'appareil n'a pas changé le résultat.

Troisième série (24 février 1854).

Ces nouvelles expériences se font comme celles de la deuxième série, mais avec une compression moitié moindre.

	I.	II.	III.	IV.
F	$4712^{mm}52$	4697,92	4692,29	4710,74
H	$766^{mm}72$	768,14	769,54	770,14
Π	$39^{gr}{,}318$	39,119	38,917	39,008
π	$6^{gr}381$	6,381	6,368	6,362
θ′ — T	$0^{\circ}343$	0,398	0,348	0,313
Δθ	$0^{\circ}21216$	0,21083	0,20549	0,21063
MΔθ	644,08	636,99	620,85	636,38
q	2,677	3,088	2,799	2,344
q'	0,393	0,602	0,425	0,415
Q	647,15	640,68	624,08	639,14
y	$69^{\circ}30$	68,96	67,52	68,98
$\frac{Q}{F-H}$	0,1632	0,1630	0,1591	0,1622

Moyenne de F — H = $3934^{mm}7$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0{,}1618$.

Ainsi, pour une différence de pression moitié moindre,

on trouve encore la même valeur pour $\frac{Q}{F - H}$; il faut en conclure que *la quantité de chaleur dégagée par la compression*, dans les conditions de nos expériences, *est proportionnelle à la force qui la produit.*

Quatrième série.

L'appareil reste disposé comme il l'était pour les deuxième et troisième séries ; mais au lieu de laisser le réservoir calorimétrique A rempli, au commencement de l'expérience, d'air atmosphérique sous la pression ordinaire de l'atmosphère, on y fait le vide avec la machine pneumatique. La pression *h* de l'air qui reste après l'épuisement est mesurée sur un manomètre barométrique.

J'ai voulu d'abord m'assurer s'il était possible de déterminer, avec une exactitude suffisante, l'abaissement de température que subit le calorimètre quand on épuise l'air à l'aide de la machine pneumatique. On opère dans ce cas par détente et non par compression; je donne les résultats de deux expériences ainsi faites :

	I.	II.
F	$770^{\text{mm}}68$	772,08
h	$7^{\text{mm}}32$	8,38
Π	$6^{\text{gr}}290$	6,371
π	$0^{\text{gr}}062$	0,071
$\theta' - T$	$0^{\circ}420$	0,378
$\Delta\theta$	$0^{\circ}03571$	0,03743
$M\Delta\theta$	114,32	112,93
q	0,621	0,559
Q	114,94	113,49
y	$76^{\circ}94$	75,97
$\frac{Q}{F-h}$	0,1505	0,1486

d'où

$$\text{Moyenne de } F - h = 763^{\text{mm}}55$$
$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-h} = 0,1496.$$

Les changements de température $\Delta\theta$ subis par le calorimètre sont tellement petits qu'il est difficile de répondre de l'exactitude des valeurs observées. Celles-ci subissent d'ailleurs des corrections assez importantes pour tenir compte des causes perturbatrices extérieures, parce qu'il faut beaucoup de temps pour faire un vide suffisant avec la machine pneumatique.

Cinquième série.

Le tableau suivant renferme les résultats d'expériences faites par compression. L'air comprimé entre dans le réservoir calorimétrique qui a été préalablement privé d'air à l'aide de la machine pneumatique.

	I.	II.	III.	IV.
F	9507^{mm}68	9570,72	9327,70	9585,37
h	3^{mm}10	2,56	2,75	4,78
Π	77^{gr}971	78,458	77,391	79,549
π	0^{gr}026	0,022	0,023	0,040
$\theta' - T$	2°117	1,933	0,137	0,129
$\Delta\theta$	0°48393	0,49251	0,48527	0,50539
$M\Delta\theta$	1462,11	1488,02	1465,27	1526,93
q	39,11	35,93	2,51	2,43
q'	»	»	»	»
Q	1501,22	1523,95	1468,78	1529,36
y	81°06	81,79	79,91	80,95
$\frac{Q}{F-h}$	0,1580	0,1593	0,1575	0,1596

Moyenne de $F - h = 9494^{mm}6$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-h} = 0,1586$.

La valeur moyenne de $\frac{Q}{F-h}$ est un peu plus faible que celle des séries précédentes, probablement par suite de quelque fuite que l'on n'a pas aperçue pendant les expériences.

Sixième série.

On opère comme pour la cinquième série, le vide ayant été fait préalablement dans le réservoir calorimétrique; mais on exerce une compression moitié moindre.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	3998mm74	4766,10	4922,85	4763,94	4649,84
h	7mm32	8,38	12,12	2,34	2,06
Π	32gr747	39,417	40,415	39,066	38,103
π	0gr062	0,071	0,102	0,020	0,017
θ′—T	0°378	— 0,221	0,338	0,115	0,157
Δθ	0°21584	0,26160	0,26308	0,25151	0,24601
MΔθ	652,12	790,38	794,85	759,89	743,28
q	2,928	— 2,060	1,127	1,06	1,418
q'	»	»	»	»	»
Q	655,05	788,32	795,98	760,95	744,70
y	84°22	84,21	82,93	82,02	82,29
$\frac{Q}{F-h}$	0,1641	0,1654	0,1620	0,1599	0,1602

Moyenne de $F-h = 4613^{mm}8$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-h} = 0,1623$.

La moyenne de $\frac{Q}{F-h}$ ne diffère pas sensiblement de celle que nous avons trouvées dans les séries I, II, III.

Je réunis les résultats obtenus dans ces expériences où l'on n'a opéré que par compression, et je les range dans l'ordre des compressions croissantes; je supprime toutefois celles de la quatrième série page 748 parce qu'elles ont été faites par détente et que d'ailleurs elles ne m'inspirent pas de confiance.

	F—H	$\frac{Q}{F-H}$
3e série....	3934mm7	0,1618
6e série....	4613,8	0,1623
1re série....	7840,5	0,1614
2e série....	8359,2	0,1612
5e série....	9494,6	0,1586
	Moyenne =	0,1611

Les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ restent à peu près constantes pour des excès de pression (F—H) très-différents.

On en conclut que *les quantités de chaleur dégagées par la compression sont proportionnelles à l'accroissement que la force élastique de l'air reçoit dans le réservoir calorimétrique.*

II. — EXPÉRIENCES PAR COMPRESSION ET PAR DÉTENTE SUCCESSIVES.

Dans les expériences qui précèdent je n'ai pas pu déterminer la quantité de chaleur qui est prise au calorimètre, quand on laisse l'air comprimé du réservoir A se détendre au dehors jusqu'à ce qu'il n'ait plus que la pression de l'atmosphère ambiante. J'ai montré, en effet, qu'avec la disposition très-simple donnée à l'appareil, l'air sortait du réservoir A avec une température très-inférieure à celle de l'eau du calorimètre; la différence est d'autant plus grande que l'excès initial de pression est plus grand et que l'écoulement de l'air est plus rapide. Dans cette manière d'opérer, l'air intérieur qui se refroidit par la détente n'a pas le temps de reprendre au calorimètre la chaleur qu'il a perdue, de sorte que le calorimètre ne montre à la fin de l'expérience qu'une portion, plus ou moins grande, de la chaleur absorbée par la détente.

Pour forcer l'air de se mettre en équilibre de température avec l'eau du calorimètre avant de se dégager dans l'atmosphère, j'ai ajusté sur un orifice latéral u du réservoir A un serpentin, de 3 à 4 mètres de long, formé par un tube en cuivre, de 8 millimètres de diamètre intérieur, et accolé le long des arêtes du réservoir cylindrique A, de manière à plonger entièrement dans l'eau du calorimètre. La figure 9, planche IV, montre cette disposition. La seconde extrémité x de ce serpentin s'élève à 6 centimètres au-dessus du cou-

vercle du calorimètre; elle est surmontée d'un robinet *r* que l'on ouvre plus ou moins, suivant que l'on veut hâter, ou retarder, l'écoulement de l'air.

De plus, on ajuste à l'intérieur du serpentin plongé dans la cuve à eau W (fig. 7), et à l'extrémité *a* où ce serpentin s'engage dans le réservoir calorimétrique A un petit bout de tube capillaire en verre. Par suite de cette disposition, pendant la compression, l'air arrive dans le calorimètre A lentement comme dans les expériences précédentes; il possède dans le serpentin de la cuve W sensiblement la même pression que dans le grand réservoir à air V; la détente se fait au moment où cet air pénètre dans le réservoir calorimétrique A.

Pendant la détente, lorsque l'air du réservoir A arrive au robinet *r*, il doit avoir à très-peu de chose près la température de l'eau du calorimètre, car le refroidissement que cet air a subi dans le réservoir calorimétrique, par le fait de sa détente, doit être annulé par la chaleur que lui donnent les parois du serpentin. Mais la dernière détente que l'air subit au moment où il s'échappe par le robinet *r*, se faisant hors du calorimètre, ne peut pas lui prendre de chaleur.

Dans les expériences de cette série, je distingue donc deux périodes.

Dans la première je détermine la quantité de chaleur que prend le calorimètre quand je comprime de l'air dans le réservoir A, depuis la pression H de l'atmosphère jusqu'à une pression F; je l'appelle *la période par compression*.

Dans la seconde période, je laisse échapper cet air dans les conditions que je viens de définir; il redescend de la pression F jusqu'à celle H de l'atmosphère extérieure. C'est la *période par détente*.

J'ai donné (page 743) la formule à l'aide de laquelle on calcule la quantité de chaleur dégagée par la compression ; il me reste à donner celle par laquelle on détermine la chaleur absorbée par la détente.

La quantité de chaleur perdue par le calorimètre est $M\Delta\theta$; mais le poids $\Pi - \pi$ de gaz sorti s'est échappé à des températures qui ont varié depuis θ, température initiale du calorimètre, jusqu'à θ', sa température finale. Nous supposerons que la totalité est sortie à la température moyenne $\frac{\theta+\theta'}{2}$. Il faut donc ajouter à la perte de chaleur du calorimètre la quantité s de chaleur que le gaz sorti a perdue par le refroidissement qu'il a subi, c'est-à-dire

$$s = (\Pi - \pi) \cdot 0{,}2375 \left(\theta - \frac{\theta+\theta'}{2}\right).$$

De plus, le poids π de gaz resté dans le calorimètre s'est refroidi de θ à θ' ; il a donc perdu une quantité de chaleur

$$s' = \pi \cdot 0{,}2375\ (\theta - \theta')$$

qu'il faut ajouter encore à la perte de chaleur faite par le calorimètre.

On a donc :

$$Q = M\Delta\theta + s + s'.$$

La valeur de s' est ordinairement si petite que je l'ai négligée souvent.

Dans le mode de calcul que nous avons adopté pour la compression et pour la détente, nous négligeons complétement les effets calorifiques produits par le changement de force vive, lesquels sont ainsi contenus dans les valeurs de Q.

Première série (mars 1854).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
F	7880^{mm}50	5364,50	7277,61	9267,05	9518,69	9299,9	9351,8
H	769^{mm}30	758,80	766,51	766,25	765,79	765,90	765,90
Π	64^{gr}621	43,645	59,569	75,647	78,825	76,495	76,857
π	6^{gr}279	6,156	6,245	6,216	6,259	6,258	6,250
θ' — T	1°222	1°350	0,395	0,672	0,086	0,092	0,092
Δθ	0°38896	0°2463	0,33293	0,44586	0,45786	0,44498	0,44977
MΔθ	1186,27	751,18	1015,39	1359,81	1396,39	1356,96	1371,73
q	16,896	11,995	4,99	11,06	1,472	1,53	2,895
q'	0,698	0,392	0,585	0,657	0,688	0,680	0,703
Q	1203,87	763,56	1020,97	1371,53	1398,55	1359,17	1375,33
y	78°44	73,66	72,17	76,34	75,18	74,82	75,35
$\frac{Q}{F-H}$	0,1693	0,1658	0,1568	0,1613	0,1598	0,1593	0,1602

Moyenne de F — H = 7514^{mm}5

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,1618.

Par détente.

F	7880^{mm}50	5364,50	7277,61	9267,05	9518,69	9299,9	9351,8
H	769^{mm}30	758,80	766,51	766,25	765,79	765,90	765,90
Π	64^{gr}621	43,645	59,569	75,647	78,325	76,495	76,857
Δθ	0°37677	0,24768	0,33261	0,45087	0,47118	0,45185	0,45495
MΔθ	1149,10	755,40	1014,41	1373,57	1436,88	1378.06	1387,52
s	0,240	0,306	0,203	0,653	0,660	0,600	0,600
Q	1149,34	755,714	1014,62	1374,23	1437,54	1378,66	1388,12
y	74°88	72,90	71,71	76,49	77,27	75,89	76,05
$\frac{Q}{F-H}$	0,1616	0,1641	0,1558	0,1616	0,1642	0,1615	0,1617

Moyenne de F — H = 7514^{mm}5

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,1615.

La moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est sensiblement la même pour les périodes de détente et pour les périodes de compression. Elle est à peu près égale à celle que nous avons trouvée dans les expériences où nous opérions uniquement par compression.

Deuxième série (mars 1854).

Le seul changement que l'on ait fait subir à l'appareil consiste en ce que l'on a retiré de l'extrémité *o* du serpentin de la grande cuve W (Planche IV, fig. 7), le bout de tube capillaire en verre que l'on y avait engagé à l'entrée du réservoir calorimétrique A. On a placé ce tube capillaire à l'autre extrémité *b* du même serpentin, celle par laquelle arrive l'air comprimé du grand réservoir V. De cette façon l'air présente maintenant dans le serpentin de la cuve W sensiblement la même pression que dans le réservoir calorimétrique A, et pendant la période de compression l'air du grand réservoir V se détend au moment où il pénètre dans le serpentin de la cuve W. De plus on s'est attaché à maintenir l'excès de pression produisant l'écoulement sensiblement le même dans toutes les expériences.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	9484^{mm}72	9248,80	9546,8	9203,6
H	767,32	767,30	767,28	767,20
Π	78^{gr}311	76,324	78,500	75,616
π	6^{gr}293	6,291	6,270	6,264
θ′ — T	0°406	0,398	0,577	0,574
Δθ	0°46119	0,44518	0,46775	0,45157
MΔθ	1406,56	1357,74	1426,57	1377,30
q	6,929	6,606	9,883	9,434
q′	0,696	0,719	0,792	0,770
Q	1414,19	1365,06	1437,24	1387,51
y	76°03	75,31	77,09	77,26
$\frac{Q}{F-H}$	0,1622	0,1609	0,1637	0,1644

Moyenne de F — H = 8603^{mm}7,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,1628.

Par détente.

F	9484^{mm}72	9248,8	9546,8	9203,6
H	767^{mm}32	767,30	767,28	767,20
Π	78^{gr}311	76,324	78,540	75,616
Δθ	0°45723	0,45526	0,47156	0,44516
MΔθ	1394,48	1388,46	1439,10	1357,66
s	0,63	0,539	0,594	0,468
Q	1395,11	1388,74	1439,69	1358,13
y	75°,01	76,61	77,18	75,62
$\frac{Q}{F-H}$	0,1601	0,1637	0,1638	0,1610

Moyenne de F — H = 8603^{mm}7,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,1621.

Les moyennes de $\frac{Q}{F-H}$ sont donc encore sensiblement les mêmes dans les périodes de compression et dans celles de détente. De plus, elles diffèrent à peine de celles que nous avons trouvées dans les expériences de la première série. Ainsi le changement de place du tube capillaire qui produit la détente n'a pas modifié les résultats d'une manière sensible. Il est utile de remarquer que, dans les deux cas, l'air arrivait avec peu de vitesse.

Troisième série (mars 1854).

Les expériences sont faites dans les mêmes conditions que celles de la série précédente; mais on a fait varier beaucoup la pression initiale, par conséquent l'excès de pression sous lequel l'écoulement a lieu :

$$\text{Log } M = 3,4842790$$

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	8935mm3	8209mm11	7426,67	7260,27	6669,8	6538,0
H	767mm10	768,11	757,07	757,07	757,8	757,8
Π	78gr336	68,343	61,731	60,393	55,303	54,176
π	6gr250	6°277	6,265	6,262	6,255	6,250
θ′ — T	0°525	— 0°070	— 0,014	0,027	0,508	0,492
Δθ	0°44057	0,39474	0,36101	0,35472	0,32663	0,30703
MΔθ	1343,67	1203,90	1101,794	1081,84	959,57	936,40
q	8,345	— 1,029	— 0,184	0,346	1,709	2,089
q'	0,710	0,598	0,580	0,561	0,508	0,492
Q	1352,72	1203,469	1101,426	1082,75	961,79	938,981
y	73°64	74,14	75,12	75,49	73,22	72,97
$\frac{Q}{F-H}$	0,1656	0,1615	0,1652	0,1662	0,1623	0,1624

Par compression (suite).

	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
F	$5609^{mm}75$	5561,40	4081,51	3956,24	2504,64	2460,65
H	$757^{mm}65$	757,7	761,31	766,44	766,44	764,15
Π	$46^{gr}929$	46,017	33,758	32,923	20,814	20,448
π	$6^{gr}252$	$6^{o}250$	6,284	6,362	6,363	6,344
$\theta' - T$	$0^{o}166$	$0^{o}170$	0,165	0,265	0,660	0,697
$\Delta\theta$	$0^{o}26108$	0,2559	0,17630	0,17039	0,089913	0,09015
$M\Delta\theta$	796,24	780,373	537,69	519,676	274,221	274,95
q	1,599	1,602	1,074	5,460	2,260	2,329
q'	0,413	0,391	0,417	0,265	0,014	0,097
Q	798,20	782,366	539,185	325,401	276,495	277,376
y	$71^{o}62$	71,59	67,25	67,19	55,93	57,12
$\frac{Q}{F-h}$	0,1626	0,1628	0,1624	0,1647	0,1591	0,1635

Moyenne de $F - H = 5012^{mm}8$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,1632$.

Dans ces expériences, l'excès initial de pression qui produit l'écoulement a varié de $1696^{mm}5$ à $8168^{mm}2$, néanmoins la moyenne de $\frac{F-H}{Q}$ diffère à peine de celle que nous avons trouvée pour la deuxième série où l'excès initial de pression est resté constamment de 8603^{mm} environ. Nous trouvons donc ici une nouvelle confirmation de la loi énoncée (page 751), savoir que *la quantité de chaleur dégagée est proportionnelle à l'accroissement de pression.*

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	$8985^{mm}3$	8209,11	7426,67	7269,67	6669,8	6538,0
H	$767^{mm}10$	758,11	757,07	757,07	757,8	757,8
Π	$73^{gr}836$	68,343	61,731	60,393	55,308	54,176
Δθ	0°43505	0,39163	0,34007	0,33640	0,32973	0,31637
MΔθ	1326,82	1194,44	1037,16	1025,98	1005,62	964,89
q	0,525	0,548	0,580	0,376	0,352	0,387
Q	1327,34	1194,99	1037,74	1026,36	1005,97	965,28
y	76°38	73,62	70,78	71,56	76,59	75,02
$\frac{Q}{F-H}$	0,1625	0,1604	0,1556	0,1576	0,1701	0,1669

Par détente (suite).

	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
F	$5669^{mm}75$	5561,4	4081,51	3956,24	2504,64	2460,65
H	$757^{mm}65$	757,7	761,31	766,44	766,44	764,15
Π	$46^{gr}929$	46,017	33,758	32,923	20,814	20,448
Δθ	0°25713	0,25845	0,18475	0,16727	0,09528	0,09183
MΔθ	784,204	788,230	563,45	510,14	320,08	280,08
s	0,330	0,350	— 0,060	0,231	0,000	0,194
Q	784,584	788,58	563,39	510,37	320,08	280,27
y	70°39	72,15	70,27	65,27	64,75	57,71
$\frac{Q}{F-H}$	0,1597	0,1642	0,1697	0,1607	0,1841	0,1652

$$\text{Moyenne de } F-H = 5012^{mm}8,$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1647.$$

Les expériences par détente prouvent que *les quantités de chaleur absorbées par la détente sont proportionnelles aux changements de pression.*

La moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est ici sensiblement plus grande dans la période de détente que dans celle de compression, mais la différence est trop petite pour qu'on puisse affirmer qu'elle existe réellement.

Prenons maintenant les moyennes générales des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ par compression et par détente. Nous aurons :

	Par compression.	Par détente.
1re série. . . .	0,1618	0,1615
2e série. . . .	0,1628	0,1621
3e série. . . .	0,1632	0,1647
Moyenne =	0,1626	0,1618

Ainsi, par les moyennes générales, *la chaleur dégagée par la compression est parfaitement égale à celle qui est absorbée dans la détente.*

La moyenne 0,1626 par la compression est un peu plus grande que celle 0,1611 qui a été obtenue (page 751) par les expériences du premier chapitre. Mais il suffit d'une différence dans la vitesse d'arrivée de l'air pour produire un écart de cet ordre.

III. — COMPARAISON DES QUANTITÉS DE CHALEUR ABSORBÉES PAR LA DÉTENTE, SUIVANT QUE CELLE-CI SE FAIT A L'EXTÉRIEUR OU A L'INTÉRIEUR DU CALORIMÈTRE.

L'appareil reste disposé comme il l'était pour les expériences du chapitre précédent, le réservoir calorimétrique A restant muni de son serpentin plongé dans l'eau du calorimètre ; mais on opère seulement par détente et l'on cherche uniquement la quantité de chaleur que l'air, préalablement comprimé dans le réservoir calorimétrique, enlève au calorimètre quand, par une ouverture faite sur le réservoir A, il se détend pour revenir à la pression de l'atmosphère extérieure.

Or la détente de l'air peut se faire ici de deux manières différentes, qu'il importe de distinguer :

1° La détente se fait à l'extérieur du calorimètre; dans ce cas l'air traverse le serpentin en conservant sensiblement la même force élastique que dans le réservoir A, il se met en équilibre de température avec l'eau du calorimètre, et il ne se détend qu'à l'extrémité du serpentin, par le robinet *r* situé hors du calorimètre; de sorte que s'il y a un effet calorifique produit par cette détente extérieure, elle échappe au calorimètre. Ces conditions sont réalisées dans les expériences du chapitre précédent, où l'air ne se détend qu'au sortir de l'ouverture très-petite du robinet *r*.

2° La détente de l'air se fait à l'intérieur du calorimètre, immédiatement au sortir du récipient A et à l'entrée du serpentin, le robinet *r* étant complétement ouvert. Dans ce cas, l'air se met en équilibre de force élastique avec l'atmosphère extérieure dès l'origine du serpentin du calorimètre, et il parcourt détendu ce serpentin en prenant la température de l'eau du calorimètre. L'effet calorifique de la détente se trouve alors recueilli en entier par le calorimètre; il s'agit de reconnaître s'il est plus grand ou plus petit que dans le premier cas où la détente se fait au dehors.

Ces nouvelles expériences ont donc été entreprises pour constater si l'expérience peut donner, avec certitude, la différence entre les deux quantités de chaleur. Pour y arriver plus sûrement on s'est attaché à rendre les autres données du problème aussi semblables que possible. Ainsi, on donne toujours à l'air des pressions initiales peu différentes; de plus, pour que la détente se fasse, chaque fois, dans les mêmes conditions, on se sert de la même tubulure, percée d'un orifice capillaire en mince paroi, et que l'on place :

Pour les expériences à détente extérieure, au-dessus du robinet *r* au dehors du calorimètre;

Pour les expériences avec détente intérieure, à l'intérieur du serpentin, vers sa jonction *b* (fig. 9) au réservoir calorimétrique.

Enfin, on ouvre chaque fois le robinet *r* complétement, afin que son ouverture, plus ou moins grande, ne puisse pas exercer d'influence sur la vitesse de l'écoulement.

Première série (avril 1854), avec détente extérieure.

Log. M = 3,4854571.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
F	9640mm18	9515mm10	9633,83	9529,8	9599,9	9747,7	9690,9	9861,7
H	759mm43	762,40	759,45	762,40	762,4	760,7	760,7	760,7
Π	77gr991	77,929	77,977	77,975	78,290	79,847	78,787	80,026
π	6gr112	6,214	6,105	6,208	6,181	6,162	6,154	6,141
θ′ — T	0°396	0,440	0,420	0,470	0,350	0,460	0,420	0,38
Δθ	0°46887	0,46789	0,46646	0,46045	8,47272	0,49279	0,49369	0,5032
MΔθ	1433,87	1430,89	1426,50	1428,85	1445,66	1507,01	1509,79	1538,78
s	0,574	0,648	0,608	0,692	0,548	0,672	0,613	0,553
Q	1434,44	1431,54	1427,108	1429,45	1446,17	1507,68	1510,40	1539,33
y	77°44	77,34	77,06	77,19	72,83	80,00	80,71	80,98
$\frac{Q}{F-H}$	0,1615	0,1635	0,1605	0,1630	0,1636	0,1677	0,1691	0,1687

Moyenne de $F - H = 8893^{mm}9$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,1647$.

Cette valeur de $\frac{Q}{F-H}$ est identique avec celle que nous avons obtenue (page 760) dans des conditions identiques d'expérience, mais avec de grandes variations de pression.

Deuxième série, avec détente intérieure.

Log M = 3,4854571.

	I.	II.	III.	IV.
F	9363mm74	9422,68	9380,88	9533,88
H	750mm24	745,18	745,18	745,18
Π	75gr524	76,574	76,001	77,168
π	6gr022	6,026	6,020	6,012
θ′ — T	0°38	0,37	0,40	0,40
Δθ	0°48191	0,47978	0,47025	0,47193
MΔθ	1473,75	1467,77	1438,10	1443,23
s	0,542	0,528	0,571	0,571
Q	1474,29	1467,77	1438,67	1443,80
γ	82°19	80,71	79,70	79,02
$\frac{Q}{F-H}$	0,1711	0,1691	0,1666	0,1643

Moyenne de F — H = 8678mm8,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,1678.

La moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est notablement plus grande dans le second cas que dans le premier. Ainsi, *quand la détente se fait extérieurement au calorimètre, l'absorption de chaleur n'est pas terminée*; *il s'en fait une petite au dehors qui échappe au calorimètre*. Le gaz, après sa détente au dehors, doit donc être notablement plus froid que l'eau du calorimètre. On devait s'attendre à ce résultat, car, avec la détente à l'intérieur du calorimètre, on réalise précisément les con-

ditions du gaz qui se dilate à travers un petit orifice dans les boîtes du calorimètre (page 602 et suivantes), et nous avons vu que dans ce cas il y a toujours absorption d'une quantité sensible de chaleur. Quand la détente se fait à l'entrée *u* du serpentin le grand accroissement de force vive acquise par l'air détendu est pris au calorimètre qui en éprouve un refroidissement sensible; tandis que, lorsque la détente se fait au dehors, la chaleur prise par la force vive est donnée par le gaz lui-même qui en éprouve un refroidissement sensible.

IV. — RECHERCHES ANALOGUES FAITES EN 1854 SUR D'AUTRES GAZ, SIMPLES OU COMPOSÉS.

Expériences sur le gaz hydrogène.

On n'a opéré sur ce gaz que par détente. L'appareil est disposé exactement comme il l'était pour les expériences du chapitre précédent (page 762) sur l'air atmosphérique, lorsque la détente se fait entièrement hors du calorimètre. Le gaz était préalablement comprimé dans le réservoir calorimétrique, et on mesurait la quantité de chaleur qu'il prenait au calorimètre en effectuant sa détente.

Le poids de l'hydrogène comprimé dans le réservoir est calculé à l'aide de la formule que j'ai inscrite page 600. On a toujours :

$$\text{Log}\, M = 3{,}4842790.$$

La chaleur spécifique de l'hydrogène en poids est 3,4090 (tome II, page 121).

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	$5838^{mm}39$	6750,74	8851,1	9759,04	9827,90
H	769,19	770,04	769,70	770,04	769,10
Π	$3^{gr}3178$	3,8287	4,9834	5,5135	5,5523
π	$0^{gr}4389$	0,4384	0,4358	0,4382	0,4378
$\frac{t_1+t_2}{2}$	9°78	10,13	11,76	10,49	10,40
Δθ	0°27677	0,31655	0,42500	0,47717	0,49201
MΔθ	844,12	965,44	1296,18	1455,30	1500,56
s	0,314	0,418	0,431	0,627	0,567
Q	844,43	965,86	1296,61	1455,93	1501,13
y	74°66	74,00	76,32	77,46	79,30
$\frac{Q}{F-H}$	0,1666	0,1615	0,1604	0,1620	0,1657

Ces expériences ont été faites sous des pressions très-différentes; elles montrent des variations assez notables, mais celles-ci ne sont nullement en rapport avec celles des pressions. Je les attribue surtout aux grandes différences de vitesse du courant gazeux. Je cherchais à rendre cette vitesse la plus faible possible, mais j'avais beaucoup de peine à la régulariser pour un gaz aussi mobile que l'hydrogène. Quoiqu'il en soit, nous prendrons encore les moyennes générales.

Moyenne de $F-H=7435^{mm}8$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}=0,1632$.

La moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ diffère peu de celle que nous avons trouvée (page 761), dans les mêmes circonstances, pour l'air atmosphérique.

Expériences sur le gaz oxyde de carbone.

On prépare l'oxyde de carbone en faisant réagir l'acide sulfurique concentré sur le bioxalate de potasse ; le gaz traverse un premier flacon laveur contenant de l'eau, puis un second flacon renfermant une dissolution assez concentrée de potasse; enfin l'appareil laveur que j'ai décrit tome II, page 131, renfermant une dissolution alcaline plus étendue. Le gaz était recueilli dans les grandes cloches tome II, planche I, fig. 13, qui étaient placées sur une cuve également remplie d'une eau alcaline. Je calcule le poids de l'oxyde de carbone renfermé dans le réservoir calorimétrique à l'aide de la formule que j'ai donnée tome II, page 133, en multipliant le résultat de la formule par la fraction 0,16662. Les expériences se font seulement par détente.

On a toujours :

$$\text{Log } M = 3,4842790.$$

Densité de l'oxyde de carbone par rapport à l'air 0,9673.

Chaleur spécifique de l'oxyde de carbone 0,2450, t. II, page 133.

	I.	II.
F	7709^{mm}5	8985,2
H	766^{mm}40	766,40
Π	60^{gr}680	70,254
π	6^{gr}024	5,979
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	13°265	15°455
Δθ	0°38014	0,44309
MΔθ	1159,35	1351,79
q	»	»
q'	0,369	0,425
Q	1159,72	1351,79
y	78°00	78,53
$\frac{Q}{F-H}$	0,1674	0,1644

D'où l'on déduit

$$\text{Moyenne de } F-H = 7580^{mm}9,$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1659.$$

Cette valeur de $\frac{Q}{F-H}$ est un peu plus grande que celle que nous avons trouvée (page 761) pour l'air atmosphérique; mais la différence est faible.

Expériences sur l'acide carbonique.

On n'opère encore que par détente, l'appareil restant le même que pour les expériences précédentes sur les autres gaz. Le poids de l'acide carbonique contenu dans le réservoir calorimétrique est calculé par la formule que j'ai donnée tome II, page 123, en multipliant le résultat de la formule par la fraction 0,16662. Le coefficient de dilatation de l'acide carbonique sous les diverses pressions a été pris dans le tableau de la page 575, tome II. On a d'ailleurs, comme précédemment :

$$\text{Log } M = 3{,}4842790,$$

$$\alpha = 0{,}00371, \quad \frac{1}{\alpha} = 269{,}542$$

La chaleur spécifique de l'acide carbonique varie avec la température. Je la calcule pour chaque température à l'aide de la formule $\frac{d\lambda}{d\theta}$ inscrite tome II, page 130, pour laquelle $\theta = t + 30$, t représentant la température centigrade.

Le tableau suivant renferme les chaleurs spécifiques du gaz acide carbonique entre les limites de température qui comprennent mes expériences par détente sur ce gaz :

Températures.	Chaleur spécifique.
0°	0,18704
5°	0,18846
10	0,18989
15	0,19129
20	0,19270
25	0,19411

Première série.

	I.	II.	III.	IV.
F	8926mm80	9222,75	9708,05	9643,76
H	766mm0	768,16	768,15	768,26
Π	120gr721	125,46	132,59	131,395
π	9gr651	9,647	9,628	9,617
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	10°19	9,54	9,89	10,34
$\Delta\theta$	0°49412	0,51869	0,55785	0,54611
$M\Delta\theta$	1507,00	1581,93	1701,37	1665,57
s	0,860	0,865	0,914	0,840
Q	1507,864	1582,80	1702,28	1666,41
y	65°77	66,43	67,61	66,78
$\frac{Q}{F-H}$	0,1847	0,1872	0,1904	0,1877

On déduit de là :

$$\text{Moyenne de } F-H = 8607^{mm}6,$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0{,}1875.$$

La valeur de $\frac{Q}{F-H}$ est beaucoup plus considérable pour l'acide carbonique que pour l'air atmosphérique.

Deuxième série.

Dans les expériences de cette seconde série on cherche à reconnaître si, dans la détente de l'acide carbonique, les quantités de chaleur absorbées sont proportionnelles aux différences de pression, ainsi que nous l'avons reconnu pour l'air atmosphérique. Pour cela, dans chaque expérience, on ne fait pas détendre complétement le gaz comprimé dans le réservoir calorimétrique, ainsi que nous l'avons fait jusqu'à présent. On lui fait subir deux ou trois détentes successives, et ce n'est qu'après la dernière détente qu'il se

trouve dans le réservoir en équilibre de pression avec l'atmosphère.

Nous disposons dans la même colonne verticale du tableau les périodes successives de détente, que l'on a fait subir au gaz préalablement comprimé dans le réservoir calorimétrique :

Première période.

	I.	II.	III.	IV.
F	9632^{mm}66	9802,86	9675,42	9796,32
H	5597^{mm}76	6647,16	6215,6	6759,92
Π	131^{gr}395	133,86	132,42	134,030
π	73^{gr}336	87,838	82,095	88,396
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	10°125	10,395	9,46	9,93
Δθ	0°26598	0,20651	0,23701	0,20274
MΔθ	811,21	629,82	722,84	618,33
q	»	»	»	»
q'	3,482	2,835	2,962	2,182
Q	814,693	632,653	725,802	620,58
Q_1'	722,00	572,89	624,35	567,11
y	32°65	22,96	28,86	24,38
$\frac{Q}{F-H}$	0,2019	0,2004	0,2097	0,2043.

Les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ présentent de plus grandes différences qu'à l'ordinaire ; cela tient à ce que les changements de pression ne sont pas les mêmes, mais probablement aussi à ce que nous opérons, dans chaque expérience, sur des quantités de gaz plus petites qui nous donnent des effets calorimétriques moindres. Quoi qu'il en soit, on trouve :

$$\text{Moyenne de } F-H = 2421^{mm}8$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,2041.$$

Deuxième période.

	I.	II.	III.	IV.
F	5597^{mm}76	6647,16	6215,6	6759,92
H	769^{mm}46	4433,66	768,5	3455,12
Π	73^{gr}336	87,838	82,095	88,396
π	9^{gr}678	57,409	9,724	44,437
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	9°89	10,31	9,26	9,90
$\Delta\theta$	0°27750	0,13311	0,32223	0,19497
$M\Delta\theta$	846,35	405,98	982,76	594,64
s	0,441	0,872	0,499	0,675
Q	846,79	406,85	983,26	595,32
y	60°80	24,39	63,07	35,46
$\frac{Q}{F-H}$	0,1753	0,1838	0,1805	0,1801

Les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ présentent encore d'assez grandes divergences, probablement par les mêmes causes; on en déduit

$$\text{Moyenne de } F - H = 3948,4$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1799.$$

Valeur plus petite que celle qui a été donnée par la première période de la détente.

Troisième période.

	I.	II.	III.	IV.
F	»	$4433^{mm}66$	»	3455,12
H	»	$769^{mm}46$	»	768,52
Π	»	$57^{gr}409$	»	44,437
π	»	$9^{gr}701$	»	9,697
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	»	10,26	»	9,93
Δθ	»	$0^{\circ}20424$	»	0,15209
MΔθ	»	$622^{\circ}90$	»	463,862
q	»	»	»	»
q'	»	0,179	»	0,055
Q	»	623,08	»	463,917
y	»	$57^{\circ}15$	»	$54^{\circ}97$
$\frac{Q}{F-H}$	»	0,1700	»	0,1727

On en déduit

$$\text{Moyenne de } F-H = 3175^{mm}4$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1713.$$

Cette valeur est encore plus petite que celle de la deuxième période de la détente.

Ces expériences démontrent donc que *pour l'acide carbonique la valeur de* $\frac{Q}{F-H}$ *augmente notablement avec la valeur de la pression initiale* F. Il en est probablement de même pour tous les gaz qui s'écartent beaucoup de la loi de Mariotte.

A l'aide des trois tableaux précédents, on peut calculer les valeurs de Q que l'on aurait obtenues si l'on avait fait dé-

tendre d'un seul coup l'acide carbonique depuis la pression initiale jusqu'à la pression de l'atmosphère. On trouve ainsi

	I.	II.	III.	IV.
F — H	8863mm,2	9033,4	8906,9	9027,8
Q	1661,5	1662,6	1706,1	1679,8
$\frac{Q}{F-H}$	0,1874	0,1840	0,1915	0,1860

d'où

$$\text{Moyenne de } F - H = 8957^{mm}8,$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1872.$$

Cette moyenne est identique avec celle que nous avons obtenue dans la première série pour une descente à peu près égale de pression.

Expériences sur le protoxyde d'azote.

On a préparé le protoxyde d'azote en décomposant l'azotate d'ammoniaque par la chaleur dans un ballon de verre; le gaz se lavait d'abord dans l'eau, puis dans une dissolution de potasse caustique contenue dans le flacon laveur que j'ai décrit, tome II, page 131. Le poids de protoxyde d'azote comprimé dans le réservoir calorimétrique a été calculé à l'aide de la formule tome II, page 135, mais en multipliant le nombre obtenu par la fraction 0,16662. On a d'ailleurs :

$$\alpha = 0,003676, \quad \frac{1}{\alpha} = 272,0,$$

$$c = 0,22616, \quad \delta = 1,5241$$

$$\text{Log } M = 3,4842790,$$

	I.	II.	III.
F	$8377^{mm}13$	6905,03	3140,03
H	$764^{mm}28$	761,73	758,53
Π	$110^{gr}72$	89,75	39,665
π	$9^{gr}438$	9,433	9,442
$\frac{\theta + \theta'}{2}$	$14^{\circ}00$	14,13	12,48
$\Delta\theta$	$0^{\circ}45413$	0,36624	0,15085
$M\Delta\theta$	1385,02	1116,97	460,07
s	0,704	0,576	0,214
Q	1385,724	1117,546	460,07
y	$55^{\circ}34$	55,06	51,31
$\frac{Q}{F-H}$	0,1819	0,1819	0,1932

Ces trois expériences ont été faites sous des pressions très-différentes; nous ne prendrons la moyenne que des deux premières parce que, pour la troisième, le calorimètre a subi une trop petite variation de température pour qu'elle m'inspire confiance.

$$\text{Moyenne de } F - H = 6878^{mm}1.$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1819.$$

Cette valeur de $\frac{Q}{F-H}$ diffère peu de celle qui a été trouvée pour l'acide carbonique; elle est un peu plus faible.

Expériences sur l'hydrogène protocarboné.

On prépare ce gaz en chauffant un mélange de 400 gr. d'acétate de soude et de 1000 gr. de chaux potassée; le gaz traverse successivement deux flacons laveurs renfermant une

dissolution de potasse caustique. Le poids du gaz comprimé dans le réservoir calorimétrique est calculé à l'aide de la formule que j'ai donnée tome II, page 139, en multipliant le résultat par la fraction 0,16662.

$$\alpha = 0,00367,$$

$$\delta = 0,5527, \qquad c = 0,5929$$

$$\text{Log } M = 3,4842790.$$

	I.	II.
F	$5945^{mm}69$	4167,79
H	$763^{mm}59$	763,59
Π	$27^{gr}201$	18,924
π	$3^{gr}407$	3,401
$\frac{\theta + \theta'}{2}$	$15^{\circ}41$	15,83
$\Delta\theta$	$0^{\circ}281 26$	0,18264
$M\Delta\theta$	857,80	557,05
s	0,323	0,160
Q	858,12	557,20
y	$53^{\circ}21$	49,66
$\frac{Q}{F - H}$	0,1656	0,1826

Les deux valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ diffèrent beaucoup; la première est probablement la plus exacte. Du reste, la préparation de l'hydrogène protocarboné est toujours difficile quand on en a besoin d'une grande quantité, et on ne peut jamais répondre de sa pureté. La moyenne de ces deux expériences est

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1741.$$

Expériences sur l'hydrogène bicarboné.

Ce gaz a été préparé en chauffant dans un grand ballon un mélange de 1 partie d'alcool concentré et de 4 parties d'acide sulfurique monohydraté; le gaz traversait successivement un flacon laveur renfermant de l'eau maintenue froide, puis un second flacon laveur contenant de l'acide sulfurique concentré, destiné à maintenir les vapeurs d'éther et d'alcool, un grand appareil laveur ayant la forme décrite tome II, page 131, et contenant une dissolution de potasse caustique pour retenir les gaz acide sulfureux et acide carbonique, enfin une haute éprouvette remplie de fragments de potasse caustique pour retenir l'humidité. Mais on ne peut pas espérer obtenir une grande quantité de ce gaz à l'état de pureté en suivant ce procédé; j'ai souvent insisté sur ce fait.

J'admets pour le gaz hydrogène bicarboné :

$$\alpha = 0{,}00370,$$

$$\delta = 0{,}9672, \qquad c = 0{,}4040.$$

$$\text{Log } M = 3{,}4842790.$$

	I.	II.
F	$4411^{mm}8$	3143,9
H	$761^{mm}00$	760,0
Π	$34^{gr}558$	18,627
π	$5^{gr}961$	5,958
$\frac{\theta - \theta'}{2}$	$14°42$	15,14
$\Delta\theta$	$0°21067$	$0°12712$
$M\Delta\theta$	642,51	387,70
s	»	»
Q	642,51	387,70
$\frac{Q}{F-H}$	0,1760	0,1626

Les deux valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ diffèrent beaucoup, cela tient certainement aux impuretés du gaz qui doivent exercer une influence considérable.

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1694.$$

Les gaz sur lesquels ont porté les expériences qui précèdent sont encore aujourd'hui les seuls que l'on puisse préparer en quantité un peu considérable ; mais nous devons en exclure les deux gaz hydrocarbonés que je n'ai jamais réussi à obtenir purs.

L'air atmosphérique (par conséquent l'azote), l'hydrogène

et l'oxyde de carbone ont donné sensiblement la même valeur au rapport $\frac{Q}{F-H}$. Ces gaz s'écartent peu, tous trois, de la loi de Mariotte, et l'on admet que, dans l'oxyde de carbone, les deux éléments gazeux sont réunis sans condensation.

L'acide carbonique et le protoxyde d'azote sont considérés comme ayant le même mode de condensation de leurs éléments gazeux. Ils nous ont donné, à très-peu près, la même valeur du rapport $\frac{Q}{F-H}$, laquelle est beaucoup plus grande que celle qui appartient à l'air, à l'hydrogène et à l'oxyde de carbone. Ces deux gaz s'écartent d'ailleurs beaucoup de la loi de Mariotte.

Il ne faut pas oublier que le phénomène est compliqué par les réactions moléculaires que nous ne pouvons pas encore définir, et par l'intervention des forces vives dont nous ne savons pas calculer l'effet. La complication doit être plus grande pour les gaz composés que pour les gaz simples, car pour les gaz composés les réactions internes n'existeront pas seulement entre les groupements d'atomes qui constituent les molécules composées du corps; des réactions analogues peuvent prendre naissance entre les atomes qui forment chaque molécule composée, et leur effet calorifique peut même l'emporter sur celui des réactions moléculaires.

N'est-ce pas à des changements de ce genre, survenus dans la constitution du groupement atomique qui forme la molécule, qu'il faut attribuer les modifications si notables que la compression opère souvent dans les affinités des molécules composées et même quelques fois dans leurs réac-

tions chimiques sous des températures égales? S'il en est ainsi, et si les affinités électives des atomes interviennent, on ne peut pas espérer pouvoir calculer, par les règles de la mécanique générale, les perturbations qui en résultent. Il faut absolument recourir à l'expérience directe; elle seule peut donner la mesure des effets qui surgissent dans chaque cas.

EXPÉRIENCES DE 1864.

I. — EXPÉRIENCES AVEC L'ANCIEN APPAREIL MODIFIÉ PAR L'ADDITION D'UN SECOND CALORIMÈTRE.

Les expériences de 1854 et de 1855 ne présentaient pas une concordance assez parfaite dans leurs résultats pour me satisfaire complétement. Je résolus en 1864 de les reprendre en faisant subir aux appareils des modifications propres à faire connaître les causes des divergences et à les faire disparaître.

Je craignais surtout que, dans mes expériences anciennes, le gaz *complétement détendu* ne séjournât pas assez longtemps dans le calorimètre pour se mettre exactement en équilibre de température avec lui. Sous cette préoccupation, je disposais l'appareil comme le représente la figure 8, planche IV.

Le gaz est toujours comprimé, préalablement, dans le grand réservoir de 253 litres 23 de capacité.

Ce réservoir communique avec une pièce en bronze U à cinq tubulures r, r', r'', r''', r'''', munies chacune d'un robinet.

La tubulure centrale r communique avec le grand réservoir à gaz comprimé.

La tubulure r'' communique avec le grand manomètre à mercure qui indique la force élastique du gaz.

La tubulure r' communique avec un serpentin en cuivre *abce*, de 15 mètres de long, placé dans une cuve ABCD remplie d'eau, que l'on maintient dans une agitation continuelle à l'aide de l'agitateur N m m', et dont la température diffère peu de celle de l'atmosphère ambiante.

L'extrémité *e* de ce serpentin s'engage, par une tubulure et à l'aide d'un mastic à la résine, dans le réservoir calorimétrique IJLM.

Ce réservoir calorimétrique communique, par un tube capillaire en argent ii', avec un second calorimètre, de dimensions beaucoup plus petites, et qui est disposé exactement comme ceux que j'ai employés pour déterminer la capacité calorifique des gaz sous la pression de l'atmosphère. La vis micrométrique R permet d'intercepter complétement la communication du gaz entre les deux calorimètres, ou de faire passer le gaz du premier au second avec plus ou moins de rapidité.

La figure 12 donne une coupe agrandie de la pièce contenant la vis régulatrice. Son inspection suffira, je pense, pour en faire comprendre le jeu.

Les deux calorimètres sont munis de thermomètres très-sensibles et d'agitateurs mus d'un mouvement parfaitement régulier.

Je vais expliquer maintenant la marche d'une expérience double, c'est-à-dire successivement, par compression et par détente.

Le gaz est comprimé préalablement dans le grand réservoir ; on mesure sa force élastique sur le grand manomètre à air libre. Les robinets r', r''', r'''', sont fermés, les robinets r et r'' sont ouverts, enfin, la vis régulatrice R laisse

libre la communication entre les réservoirs d'air des deux calorimètres. Ainsi l'air est sous la pression atmosphérique dans les deux calorimètres. Après une agitation continuelle et régulière des trois agitateurs, on procède à l'examen de la variation de température dans les deux calorimètres pendant les dix minutes initiales ; puis, serrant fortement la vis R, on ouvre brusquement le robinet r'. Le gaz du grand réservoir se précipite dans le récipient calorimétrique IJLM, mais il traverse le long serpentin de la cuve ABCD, et, comme ce serpentin n'a qu'une faible section intérieure qui ne dépasse pas un millimètre, l'équilibre de pression ne s'établit dans les deux réservoirs qu'au bout de quelques minutes. On peut donc espérer que le gaz arrive dans le récipient IJLM avec la température à peu près invariable de l'eau de la cuve ABCD. On note d'ailleurs, comme à l'ordinaire, la variation de température du calorimètre, de minute en minute, jusqu'à ce que cette température ne soit plus influencée que par les causes extérieures, ce que l'on reconnaît facilement à la constance des variations ; enfin on procède à l'observation des dix minutes finales.

On ferme alors le robinet r', et l'on desserre la vis régulatrice R. Le gaz passe du calorimètre IJLM au petit calorimètre OP, où il se détend complétement dans le tube capillaire ii', et il parcourt sous une pression très-peu différente de celle de l'atmosphère les boîtes superposées pour s'échapper par la tubulure p avec la vitesse moléculaire acquise. On note, de minute en minute, les températures des thermomètres des deux calorimètres jusqu'à ce que la détente soit complète et que les calorimètres ne subissent plus que les variations produites par les causes

extérieures, enfin on note de nouveau les variations des calorimètres pendant les dix minutes finales.

Le calcul des expériences se fait comme précédemment d'après les éléments fournis par l'observation : je n'y reviendrai pas et je me contenterai d'inscrire les données du nouvel appareil :

Poids du grand calorimètre en laiton avec tous ses accessoires. 4385gr50

Valeur en eau 4385,5.0,0940 = 412,24

Poids de l'eau fournie par la jauge pour chaque expérience.......... 2661,00

Valeur en eau du calorimètre M = 3073,24

Log M = 3,4875965

Poids du petit calorimètre avec agitateur, etc., etc. 353gr40

Valeur en eau 353,40.0,094 = 33,22

Poids de l'eau donnée par la jauge pour chaque expérience......... 623,90

Valeur totale en eau du petit calorimètre m = 657,12

Log m = 2,8176447

Les trois thermomètres, très-sensibles, qui donnent les températures de la grande cuve ABCD et celles des deux calorimètres, ainsi que le thermomètre qui donne la température de l'air ambiant, sont rigoureusement comparés entre eux, chaque jour, en les plongeant dans la grande cuve ABCD. Enfin le système représenté par la figure est enveloppé de parois de planches minces en sapin pour éviter l'influence des courants d'air irréguliers.

Le poids de l'air à 0° et sous la pression h qui remplit le réservoir contenant 38gr. 522 d'air à 0° et sous la pression de 0m760 se calcule par la formule

$$\Pi = Ah + Bh^2 + Ch^3$$

pour laquelle on a :

$$\begin{aligned} \operatorname{Log} A &= \bar{2},7047569 \\ \operatorname{Log} B &= \bar{8},3347796 \\ \operatorname{Log} C &= \overline{12},1804189 \end{aligned}$$

Pour avoir le poids de l'air qui remplit le réservoir calorimétrique IJML, on calcule avec la même formule, mais en multipliant le résultat par le rapport

$$\frac{6,45015}{38,522} = 0,167441,$$

dont

$$\operatorname{Log} = \bar{1},2238610.$$

Dans la première période, par compression, le grand calorimètre fonctionne seul, et les anciennes formules s'y appliquent complétement.

Dans la période par détente, le second calorimètre intervient en ramenant le gaz détendu à la température de ce calorimètre. Il lui abandonne ainsi une quantité de chaleur $q' = m\delta t$, de sorte que l'on a :

$$Q = M\Delta\theta + m\delta t.$$

Enfin, si l'on désire que le gaz qui est sorti par la détente et celui qui est resté dans les calorimètres conservent leur température primitive, c'est-à-dire celle qu'ils possédaient dans le grand calorimètre avant l'ouverture de l'orifice de détente, il faut ajouter à Q deux quantités de chaleur s et s' que nous définirons de la manière suivante :

La température primitive du gaz dans le grand calorimètre étant θ, la température initiale du petit calorimètre de

détente étant t, et sa température finale t', on peut admettre que la totalité du gaz s'écoule avec la température moyenne $\frac{t+t'}{2}$. Ainsi le gaz qui s'écoule au dehors s'abaisse de θ à $\frac{t+t'}{2}$; il emporte donc avec lui une quantité de chaleur

$$s=(\Pi-\pi)0,2375\left(\theta-\frac{t+t'}{2}\right).$$

Le poids π de gaz, qui reste dans le grand calorimètre après la détente, baisse de la température θ à la température θ'; il perd une quantité de chaleur

$$s'=\pi.0,2375\ (\theta-\theta').$$

Ces deux quantités s et s' de chaleur doivent être ajoutées à la quantité de chaleur que les deux calorimètres ont perdue par suite de la détente, de sorte que la somme qui est désignée par Q dans nos tableaux est :

$$Q=M\Delta t+m\delta t+s+s'.$$

Du reste, les quantités s et s' sont ordinairement si petites qu'on peut les négliger, et c'est ce que j'ai fait souvent dans les tableaux suivants.

Première série (mai 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.
F	$3062^{mm}44$	3154,41	3416,79
H	$748^{mm}64$	748,64	747,36
Π	$24^{gr}697$	25,395	27,431
π	$6^{gr}028$	6,017	5,989
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$14^{\circ}56$	15,12	15,92
Δθ	$0^{\circ}12168$	0,12444	0,14000
MΔθ	373,96	382,43	430,25
q	2,97	2,62	5,34
q'	0,23	0,22	0,24
Q	377,16	385,27	435,83
γ	$64^{\circ}30$	63,87	66,89
$\frac{Q}{F-H}$	0,1630	0,1602	0,1632

Par détente.

	I.	II.	III.
Δθ	$0^{\circ}11811$	0,11541	0,12595
δ*t*	$0^{\circ}0319$	0,0265	0,0218
MΔθ	362,98	354,69	387,08
*m*δ*t*	20,96	17,45	15,32
s	— 0,46	»	»
s'	0,05	»	»
Q	383,53	372,14	402,40
γ	$65^{\circ}42$	58,81	59,41
$\frac{Q}{F-H}$	0,1657	0,1547	0,1507

Moyenne de F — H = $2463^{mm}0$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,1621
par détente = 0,1570.

Deuxième série (mai 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	5864^{mm}95	6374,05	6077,56	5666,67
H	747^{mm}36	747,30	747,35	747,36
Π	47^{gr}117	51,193	48,786	45,457
π	5^{gr}993	5,995	5,994	5,990
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	16°23	16,43	16,32	16,44
Δθ	0°25668	0,26752	0,26496	0,23896
MΔθ	788,85	822,14	814,29	734,37
q	12,378	13,71	9,25	10,96
q'	0,398	0,397	0,384	0,365
Q	801,626	836,247	823,92	745,69
y	70°49	68,78	70,28	69,07
$\frac{Q}{F-H}$	0,1566	0,1486	0,1546	0,1516

Par détente.

Δθ	0°24405	0,26901	0,26580	0,23257
MΔθ	750,48	826,73	816,86	714,75
Δτ	0°05525	0,0850	0,0712	0,0707
mΔτ	36,308	55,85	46,78	46,45
Q	786,79	882,58	863,64	761,20
y	70°31	72,59	74,53	70,50
$\frac{Q}{F-H}$	0,1538	0,1569	0,1620	0,1547

Moyenne de F — H = 5284,4,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,1528
{ par détente = 0,1568.

Les moyennes de $\frac{Q}{F-H}$ sont ici très-faibles ; cela tient probablement à quelque fuite de gaz qui n'a pas été reconnue pendant l'expérience.

Troisième série (mai 1864).

Par compression.

F	5693^{mm}37	5438,59	6284,93	5386,58	5958,38
H	757^{mm}73	757,73	757,66	757,73	757,70
Π	45^{gr}841	43,591	50,379	43,143	47,714
π	6^{gr}085	6,059	6,056	6,056	6,051
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	15°47	16,75	16,89	16,90	17,12
$\Delta\theta$	0°25290	0,25269	0,28298	0,24324	0,27627
$M\Delta\theta$	777,23	778,37	869,69	747,55	849,03
q	3,96	13,10	14,25	12,24	14,05
q'	0,48	0,37	0,37	0,36	0,39
Q	781,68	791,84	884,31	760,15	863,47
y	71°79	76,48	73,90	74,17	76,20
$\frac{Q}{F-H}$	0,1584	0,1689	0,1600	0,1642	0,1660

Par détente.

$\Delta\theta$	0°25267	0,23514	0,26443	0,22091	0,2656
$M\Delta\theta$	776,52	722,66	812,62	678,90	816,42
$\Delta\tau$	0°0106	0,0446	0,0584	0,0563	0,0425
$m\Delta\tau$	6,982	29,326	38,40	37,006	27,93
Q	773,512	751,99	851,02	715,91	844,35
y	71°04	72,63	71,13	69,87	74,51
$\frac{Q}{F-H}$	0,1567	0,1604	0,1539	0,1547	0,1623

Moyenne de $F-H=4994,6$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}\begin{cases}\text{par compression}=0,1638\\ \text{par détente}\quad=0,1576.\end{cases}$

Quatrième série (mai 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	6814^{mm}23	6302,64	6491,52	6236,19
H	760^{mm}34	760,25	760,25	761,90
Π	54^{gr}447	50,353	51,870	50,255
π	6^{gr}058	6,058	6,058	6,121
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	17,85	17,86	17,80	17,65
$\Delta\theta$	0°29997	0,28670	0,28600	0,28281
$M\Delta\theta$	921,87	881,10	878,93	869,15
q	22,41	19,37	18,91	0,50
q'	0,39	0,41	0,42	0,45
Q	944,67	900,88	898,26	870,10
y	73°05	75,33	72,91	72,90
$\frac{Q}{F-H}$	0,1560	0,1625	0,1567	0,1589

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0°29705	0,28476	0,28723	0,26755
$M\Delta\theta$	912,90	875,13	882,74	822,24
$\Delta\tau$	0°0717	0,0520	0,0744	0,0467
$m\Delta\tau$	47,13	34,21	48,88	30,72
Q	960,03	909,34	931,62	852,96
y	74°23	76,04	75,62	71,46
$\frac{Q}{F-H}$	0,1586	0,1641	0,1625	0,1558

Moyenne de $F - H = 5700^{mm}4$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0,1585 \\ \text{par détente} = 0,1602. \end{cases}$

Cinquième série (juin 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	8200mm20	8122,15	8173,50	8224,84	8096,98	8087,17	8061,18	8125,64	8622,44
H	761mm90	761,90	761,80	761,85	760,98	760,90	761,00	760,98	761,05
Π	66gr082	65,379	65,768	66,148	64,012	63,910	63,914	64,175	68,104
π	6gr109	6,107	6,105	6,102	5,990	5,989	5,987	5,985	5,983
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	15°99	16,08	16,19	16,35	21,38	21,46	21,55	21,63	21,72
$\Delta\theta$	0°37602	0,37372	0,38087	0,38780	0,37461	0,36780	0,37367	0,36856	0,41394
$M\Delta\theta$	1155,60	1148,53	1170,50	1192,07	1151,25	1130,60	1148,40	1132,80	1272,14
q	8,974	9,291	9,834	10,981	23,702	22,285	22,838	23,494	24,492
q'	0,566	0,566	0,601	0,609	0,555	0,526	0,540	0,540	0,583
Q	1165,14	1158,39	1180,93	1263,66	1175,51	1153,41	1171,78	1156,83	1297,21
y	74°23	74,60	75,60	80,45	77,32	75,98	77,19	75,90	80,19
$\frac{Q}{F-H}$	0,1565	0,1574	0,1593	0,1693	0,1601	0,1575	0,1601	0,1571	0,1650

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
$\Delta\theta$	0°36157	0,37220	0,37530	0,36997	0,36143	0,37361	0,34426	0,34675	0,37563
$M\Delta\theta$	1111,20	1143,90	1153,87	1137,01	1110,76	1148,20	1071,20	1065,65	1154,41
$\Delta\tau$	0°0839	0,1094	0,1160	0,0582	0,1383	0,1137	0,1105	0,0563	0,0616
$m\Delta\tau$	55,16	71,92	76,81	38,263	91,05	74,71	72,62	37,01	40,497
Q	1166,36	1215,82	1230,18	1175,27	1201,81	1222,91	1143,82	1102,66	1194,91
y	74°32	78,80	78,76	74,81	79,05	80,56	75,35	72,35	73,87
$\frac{Q}{F-H}$	0,1567	0,1652	0,1660	0,1576	0,1638	0,1609	0,1563	0,1497	0,1520

Moyenne de F — H = 7432mm3

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{par compression} = 0,1602 \\ \text{par détente} = 0,1594. \end{cases}$$

Sixième série (5 juin 1864).

L'appareil reste disposé comme il l'était pour les expériences précédentes, mais on fait préalablement le vide dans le réservoir jusqu'à ce que l'air n'y présente qu'une force élastique f. On détermine seulement la quantité de chaleur dégagée par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	4570^{mm}90	4482,00	4569,03	4594,26	4568,90
f	16^{mm}72	16,80	16,65	19,08	14,84
Π	36^{gr}597	35,791	36,064	36,475	36,251
π	0^{gr}131	0,131	0,129	0,137	0,126
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	16°88	17,83	19,50	21,15	21,12
Δθ	0°24095	0,22985	0,23567	0,23481	0,23569
MΔθ	740,49	706,38	724,29	721,63	724,34
q	— 5,041	— 0,850	+ 8,31	+ 7,970	+ 8,39
q'	»	»	»	»	»
Q	735,45	705,53	732,60	729,60	732,73
y	84°61	83,00	85,53	84,22	85,10
$\frac{Q}{F-H}$	0,1615	0,1580	0,1609	0,1595	0,1609

Moyenne de F — H = 4540^{mm}2

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,1602 ; par détente = »

Septième série (1er juillet 1864).

On ne détermine encore que la chaleur dégagée par la compression, le vide ayant été fait préalablement dans le réservoir calorimétrique.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	$5040^{mm}40$	4580,60	4543,69	4586,30	4597,00	4597,45	4702,7	4708,27	4704,4
f	$28^{mm}32$	22,26	21,06	20,20	20,58	13,48	14,08	14,94	13,18
Π	$40^{gr}520$	36,612	36,301	36,626	36,694	36,681	37,508	37,534	37,488
π	$0^{gr}225$	0,177	0,170	0,168	0,168	0,120	0,125	0,126	0,121
$\Delta\theta$	0°25798	0,23498	0,22873	0,23035	0,23230	0,24029	0,23799	0,24648	0,23819
$M\Delta\theta$	792,83	722,17	702,98	707,92	720,48	738,48	761,41	757,50	732,01
q	$-3,17$	$+7,078$	7,83	8,09	8,619	2,43	3,43	4,47	4,30
q'	»	»	»	»	»	»	»	»	»
Q	789,66	729,25	710,76	716,01	729,05	740,91	734,84	761,97	736,31
y	82°05	83,86	82,44	82,31	83,65	85,05	82,49	85,48	82,70
Q	0,1576	0,1600	0,1572	0,1568	0,1593	0,1616	0,1567	0,1624	0,1570

Moyenne de $F - H = 4655^{mm}0$

$$\textbf{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \left\{ \begin{array}{l} \text{par compression} = 0,1588 \\ \text{par détente} \quad\quad = \text{»} \end{array} \right.$$

Huitième série (juillet 1864).

Comme les précédentes, on n'opère que par compression, le vide ayant été fait préalablement dans le réservoir calorimétrique.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
F	7817^{mm}53	8050,54	8127,45	7919,08	8186,01	8226,88	8395,62	8473,87
f	20^{mm}36	19,96	20,52	20,76	18,12	19,44	18,43	18,06
Π	62^{gr}484	64,321	64,907	63,721	65,849	66,158	67,475	68,070
π	0^{gr}165	0,161	0,165	0,167	0,170	0,172	0,169	0,167
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	18°05	18,25	18,30	16,20	16,29	16,45	16,60	16,78
Δθ	0°38913	0,40432	0,40789	0,41104	0,42678	0,42020	0,43828	0,43936
MΔθ	1195,88	1242,57	1253,55	1263,23	1311,60	1303,60	1346,93	1350,25
q	17,99	20,333	22,23	1,422	3,550	5,546	8,285	10,44
q'	»	»	»	»	»	»	»	»
Q	1213,87	1262,90	1275,78	1264,65	1315,15	1309,15	1355,21	1360,69
y	81°80	82,67	82,76	83,76	84,29	83,32	84,56	84,16
$\frac{Q}{F-H}$	0,1557	0,1573	0,1585	0,1601	0,1610	0,1595	0,1618	0,1609

	IX.	X.	XI.	XII.	XIII.	XIV.	XV.
F	8568^{mm}49	8907,38	8758,24	9090,17	9402,08	8812,18	7645,75
f	18^{mm}42	17,04	18,40	15,44	16,40	16,04	17,24
Π	61^{gr}779	71,481	70,230	72,917	75,344	70,54	61,113
π	0^{gr}168	0,149	0,162	0,120	0,128	0,126	0,146
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	17°00	17,08	17,32	17,40	17,80	17,87	18,01
Δθ	0°44206	0,46040	0,45342	0,46514	0,48433	0,44721	0,39426
MΔθ	1358,57	1414,93	1393,46	1429,50	1488,48	1388,57	1211,64
q	13,12	14,72	14,83	14,77	19,97	19,75	17,99
q'	»	»	»	»	»	»	»
Q	1371,69	1429,65	1408,29	1444,27	1508,45	1408,32	1229,64
y	84°16	84,21	84,43	83,40	84,30	84,06	84,72
$\frac{Q}{F-H}$	0,1604	0,1608	0,1611	0,1592	0,1607	0,1601	0,1612

Moyenne de F — H = 8407^{mm}1

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,1599 ; par détente = » }

Neuvième série (juillet 1864).

Dans les expériences de cette série, on s'est proposé uniquement de reconnaître le degré de sensibilité de la méthode et des appareils. On a fait le vide dans le réservoir calorimétrique, puis on a fait rentrer l'air atmosphérique par le serpentin de la cuve ABCD jusqu'à ce qu'il y eût équilibre avec l'atmosphère extérieure. Les observations successives des thermomètres se faisaient, de minute en minute, exactement comme dans les expériences précédentes. On avait soin de maintenir l'eau de la cuve ABCD et celle du calorimètre à très-peu près à la même température; la différence ne dépassait jamais 0°03, et cette température était très-rapprochée de celle que montrait le thermomètre plongé dans l'air extérieur. Dans ces conditions, les valeurs de q et de q' sont si petites qu'on a pu les négliger.

	I.	II.	III.	IV.
F	752mm08	752,00	752,10	752,10
f	13mm32	12,04	10,94	12,70
Π	5gr918	5,913	5,917	5,917
π	0gr104	0,100	0,082	0,105
Δθ	0°03986	0,03385	0,03608	0,03919
MΔθ	122,51	104,04	110,88	120,45

Ces quatre expériences, faites dans des circonstances que l'on avait cherché à rendre aussi identiques que possible, ont donné pour MΔθ des valeurs qui ont varié de 104 à 122; les échauffements du calorimètre ont varié de 0°03385 à

0°03986. J'en conclus qu'avec mes appareils, malgré l'extrême sensibilité des thermomètres et le soin que j'ai eu de les comparer très-fréquemment, on ne peut pas répondre de 6 millièmes de degré dans l'évaluation de $\Delta\theta$. La cause de cette variabilité ne doit pas être attribuée uniquement à l'irrégularité de marche des thermomètres ; elle dépend aussi du mélange imparfait des couches liquides du calorimètre et de la difficulté de déterminer rigoureusement les effets produits par les causes extérieures pendant une expérience qui a toujours une durée assez longue. On ne doit donc jamais se servir de cette méthode pour déterminer les effets produits par de faibles variations de pression, car l'effet total est très-petit, et la valeur des effets produits par les causes extérieures est aussi grande que pour les expériences faites sous haute pression.

Dixième série (juillet 1864).

Pour cette série on n'opère que par compression; mais le réservoir calorimétrique est plein d'air atmosphérique sous la pression extérieure.

	I.	II.	III.
F	$4695^{mm}95$	4687,91	4738,18
H	$759^{mm}22$	759,22	759,22
Π	$37^{gr}650$	37,570	37,957
π	$6^{gr}048$	6,043	6,043
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$16^{\circ}55$	16,63	16,77
Δθ	$0^{\circ}20488$	0,20292	0,20502
MΔθ	629,66	623,62	630,09
q	— 3,29	— 2,59	1,64
q'	0,32	0,32	0,33
Q	626,67	621,35	628,79
γ	$70^{\circ}08$	69,63	69,75
$\frac{Q}{F-H}$	0,1592	0,1581	0,1580

Moyenne de $F - H = 3948^{mm}1$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0,1585 \\ \text{par détente} \quad = \text{»} \end{cases}$

Onzième série (juillet 1864).

De même, par compression.

	I.	II.	III.
F	8379^{mm}10	9008,21	8634,65
H	759^{mm}51	759,41	759,38
Π	67^{gr}238	72,268	69,216
π	6,070	6,065	6,061
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	17°05	17,26	17,40
Δθ	0,39721	0,42889	0,40970
MΔθ	1220,72	1318,07	1259,09
q	2,012	4,292	5,71
q'	0,597	0,645	0,61
Q	1223,33	1323,01	1265,42
y	76,60	77,08	76,97
$\frac{Q}{F-H}$	0,1605	0,1604	0,1627

Moyenne de F — H = 7914^{mm}5,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,1612 ; par détente = »

Douzième série (juillet 1864).

On n'opère que par détente.

	I.	II.	III.
F	4643mm48	4605,04	4625,60
H	759mm44	759,40	759,50
Π	37gr017	36,691	36,827
π	6gr041	6,037	6,033
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	18°22	18,37	18,60
Δθ	0°18818	0,19467	0,18792
Δt	0°0644	0,0107	0,0322
MΔθ	578,34	598,26	577,52
mΔt	42,31	7,045	21,16
Q	620,65	605,30	598,68
y	70°59	69,46	68,45
$\frac{Q}{F-H}$	0,1598	0,1574	0,1549

Moyenne de F — H = 3865mm2

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = » ; par détente = 0,1574

Treizième série (juillet 1864).

Par détente.

	I.	II.	III.
F	$9386^{mm}86$	9419,26	9510,96
H	$759^{mm}36$	759,25	759,30
Π	$74^{gr}914$	75,112	75,803
π	$6^{gr}027$	6,023	6,021
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$18^{o}95$	19,18	19,34
Δθ	$0^{o}42938$	0,42621	0,42957
Δt	$0^{o}0322$	0,0839	0,0972
MΔθ	1319,58	1309,85	1320,18
mΔt	21,16	55,16	63,89
Q	1340,74	1365,01	1384,07
y	$75^{o}35$	76,51	76,88
$\frac{Q}{F-H}$	0,1554	0,1576	0,1582

Moyenne de $F-H = 8679^{mm}7$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = »
par détente = 0,1571.

Je rappellerai que l'addition du petit calorimètre à boîtes superposées avait été imaginée pour ramener à une température bien connue l'air qui s'était préalablement détendu au sortir du calorimètre principal. J'espérais obtenir ainsi une concordance plus parfaite entre les valeurs données par

les expériences individuelles qui composent chaque série. Or, il n'en est rien, ainsi qu'on le reconnaît à l'inspection des nombreux tableaux qui précèdent. Les divergences y sont au moins aussi grandes que celles que l'on observe dans les tableaux qui se rapportent aux expériences faites avec un seul calorimètre. Cela tient probablement à ce que l'addition du petit calorimètre à détente augmente notablement la surface exposée à l'action de l'atmosphère ambiante et que l'on augmente ainsi beaucoup l'influence des causes perturbatrices extérieures, dont il est si difficile de calculer exactement les effets.

Quoi qu'il en soit, on peut déduire de ces nouvelles expériences quelques conclusions importantes.

Je réunis dans un seul tableau les moyennes de $\frac{Q}{F-H}$ obtenues dans les diverses séries, et j'en prends la moyenne générale.

	Page	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ Par compression.	$\frac{Q}{F-H}$ Par détente.	
Série 1[re].	775	2463^{mm}0	0,1621	0,1570	
2.	776	5284,4	0,1528	0,1568	
3.	777	4994,6	0,1638	0,1576	
4.	778	5700,4	0,1585	0,1602	
5.	779	7432,3	0,1602	0,1594	
6.	780	4540,2	0,1602	»	vide
7.	781	4655,0	0,1588	»	vide
8.	782	8407,1	0,1599	»	vide
9.	783	»	»	»	
10.	785	3948,1	0,1585	»	
11.	786	7914,5	0,1612	»	
12.	787	3865,2	»	0,1574	
13.	788	8679,7	»	0,1571	
		Moyennes.	0,1595	0,1579	

On reconnaît immédiatement à l'examen de ce tableau que les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ ne changent pas avec la variation de pression F — H; on en conclut, comme précédemment (pages 759 et 760), que *la quantité de chaleur développée par la compression, ainsi que celle qui est absorbée par la détente, sont pour l'air atmosphérique proportionnelles aux changements de pression.*

La moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est un peu plus grande pour la compression que pour la détente; il en résulterait que, dans notre manière d'opérer, *pour des variations égales de pression, la chaleur dégagée par la compression serait un peu plus grande que celle qui est absorbée par la détente.* La différence est petite et elle provient certainement de ce que l'on n'a pas tenu compte de la différence entre la force vive du gaz à l'entrée dans la période de compression, et la force vive à la sortie pendant la période de détente.

Enfin, si l'on compare les moyennes obtenues par compression et par détente avec celles que nous avons obtenues précédemment page 761, on voit qu'elles sont un peu plus faibles.

VII. — EXPÉRIENCES FAITES AVEC UN APPAREIL DE DIMENSIONS PLUS GRANDES.

J'ai pensé que je diminuerai sensiblement l'influence des causes perturbatrices extérieures en opérant sur des masses plus grandes de gaz, par suite avec des appareils de plus grandes dimensions. J'ai donc fait construire un nouvel appareil calorimétrique de la même forme, mais de dimensions plus grandes ; son réservoir renfermait environ trois fois plus d'air sous la même pression que celui des séries précédentes, tandis que sa surface extérieure, exposée à l'air ambiant, avait à peine doublé.

Pour les expériences par détente, j'adapte à ce calorimètre plus grand, le même petit calorimètre qui a servi dans les séries précédentes.

Le poids de l'air qui remplit le nouveau réservoir calorimétrique est calculé à l'aide de la formule de la page 592, mais en multipliant le résultat par la fraction

$$\frac{20,533}{38,522} = 0,53302.$$

Poids du calorimètre en laiton avec ses appendices	10904^{gr}9
Valeur en eau	1025 06
Poids de l'eau qui remplit la jauge à 13°25	7880 00
	M = 8905 06

Donc

$$\text{Log}\, M = 3{,}9496368.$$

Les données du petit calorimètre de détente sont les mêmes que précédemment, et telles qu'elles ont été inscrites (page 786).

Première série (octobre 1864).

On n'opère que par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	3085mm26	3231,00	3386,55	3552,43	3600,99	3760,54	3785,57	3976,53	3993,54
H	780mm84	760,87	761,21	761,16	764,30	760,41	759,49	759,53	758,82
Π	80gr943	84,875	89,046	93,509	93,708	98,224	98,905	103,964	103,633
π	19gr94	19,952	19,979	19,975	19,887	19,822	19,818	19,850	19,671
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	8°42	8,23	8,00	7,86	10,68	9,75	9,61	9,50	11,52
$\Delta\theta$	0°13999	0,14674	0,15894	0,16969	0,16707	0,18066	0,18482	0,19031	0,19044
$M\Delta\theta$	1246,63	1306,76	1415,37	1511,07	1487,77	1608,75	1645,81	1694,72	1695,87
q	1,84	0,231	— 2,07	— 4,72	6,38	6,33	7,62	5,85	26,18
q'	0,85	0,88	0,90	0,85	0,93	0,88	1,01	1,04	1,04
Q	1249,32	1307,87	1414,20	1507,19	1495,09	1615,96	1654,44	1701,61	1723,09
y	64°98	64,88	66,87	67,58	67,18	69,27	70,43	68,92	70,01
$\frac{Q}{F-H}$	0,5421	0,5295	0,5387	0,5400	0,5271	0,5387	0,5467	0,5289	0,5326

Moyenne de $F - H = 2834^{mm}0$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{par compression} = 0{,}5360 \\ \text{par détente} \quad = \quad » \end{cases}$$

Deuxième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	4062^{mm}27	4180,07	4270,34	4198,49	4396,59	4490,53
H	759^{mm}50	759,64	759,56	758,83	759,98	759,97
Π	106^{gr}118	109,710	111,670	109,102	115,090	117,550
π	19^{gr}813	19,842	19,834	19,701	19,860	19,863
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	9°74	9,37	9,48	10,60	9,24	9,23
$\Delta\theta$	0°19786	0,19841	0,20693	0,20031	0,21387	0,21476
$M\Delta\theta$	1740,20	1766,85	1842,72	1783,78	1904,58	1912,45
q	18,98	4,69	17,58	25,61	3,28	15,75
q'	1,12	1,04	1,22	1,19	1,06	1,27
Q	1760,30	1772,58	1861,52	1810,58	1908,92	1929,48
y	69°84	68,03	70,19	69,87	69,84	69,11
$\frac{Q}{F-H}$	0,5330	0,5183	0,5302	0,5264	0,5249	0,5172

Moyenne de F — H = 3506^{mm}8

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5250
par détente = »

Troisième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	5442mm95	5166,94	4908,21	4624,61	5928,20	5612,65	5328,16	5678,84	5040,86
H	759mm36	759,40	759,40	759,98	763,83	768,81	763,42	760,66	760,42
Π	142gr000	134,680	127,860	121,100	154,120	145,713	138,096	147,508	130,767
π	19gr771	19,756	19,756	19,864	19,811	19,786	19,764	19,711	19,688
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	10°35	10,55	10,06	9,19	11,44	11,77	11,93	11,65	11,90
$\Delta\theta$	0°28136	0,26865	0,24060	0,22414	0,29295	0,27804	0,26363	0,28845	0,24728
$M\Delta\theta$	2505,54	2392,37	2142,57	1996,03	2608,64	2475,95	2346,77	2568,66	2202,07
q	36,29	35,54	34,38	2,40	27,30	28,92	29,06	7,13	9,50
q'	1,54	1,38	1,25	1,06	1,59	1,50	1,36	1,46	1,31
Q	2543,36	2429,28	2178,20	1999,49	2637,53	2506,38	2377,19	2577,25	2212,88
y	75°41	75,95	71,73	69,52	72,06	72,42	72,48	73,57	71,25
$\frac{Q}{F-H}$	0,5430	0,5263	0,5250	0,5174	0,5107	0,5109	0,5218	0,5240	0,5170

Moyenne de $F-H = 4542^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5224 ; par détente = »

Quatrième série.

Par compression.

	.	.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
F	7841mm11	6903,83	6606,17	7638,43	7182,47	7862,18	7245,45
H	758mm78	758,78	758,78	758,57	758,37	759,67	758,77
Π	190gr010	178,726	168,210	197,743	185,735	208,440	189,730
π	19gr574	19,568	19,562	19,570	19,549	19,528	19,806
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	13°00	13,07	13,14	13,00	13,21	13,61	9,66
$\Delta\theta$	0°38375	0,36085	0,33408	0,39609	0,36876	0,40787	0,37868
$M\Delta\theta$	3416,43	3213,38	2974,60	3518,27	3283,74	3632,08	3372,21
q	44,00	41,50	38,27	35,76	37,02	36,34	30,19
q'	1,86	1,70	1,57	1,99	1,85	1,87	1,97
Q	3462,29	3256,58	3014,44	3556,02	3322,62	3670,29	3343,99
y	76°72	76,72	75,45	75,72	75,32	75,9	74,21
$\frac{Q}{F-H}$	0,5260	0,5300	0,5245	0,5109	0,5172	0,5168	0,5155

Moyenne de $F-H = 6481^{mm}1$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5210 ; par détente = »

Cinquième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
F	8607^{mm}36	8119,85	9383,30	9376,51	9008,74	8489,19	8963,01	8446,33
H	757^{mm}66	757,51	759,31	756,83	756,64	750,49	755,90	755,90
Π	222^{gr}793	209,494	248,020	249,806	234,592	220,810	232,938	219,336
π	19^{gr}482	19,468	19,556	19,649	19,616	19,596	19,558	19,545
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	13°95	14,09	13,55	11,23	11,64	11,85	12,21	12,36
Δθ	0°45317	0,42505	0,52122	0,52741	0,47602	0,44544	0,47562	0,44212
MΔθ	4035,50	3785,07	4641,50	4696,59	4239,02	3966,71	4235,40	3937,12
q	64,22	61,60	48,94	32,361	41,36	42,005	55,80	54,85
q'	2,20	2,00	2,54	2,730	2,42	2,215	2,32	2,12
Q	4101,92	3848,67	4692,98	4731,68	4282,80	4010,93	4293,52	3994,09
y	77°52	77,35	79,67	79,75	76,87	76,48	77,00	76,67
$\frac{Q}{F-H}$	0,5226	0,5227	0,5318	0,5363	0,5190	0,5187	0,5232	0,5194

	IX.	X.	XI.	XII.	XIII.	XIV.	XV.	XVI.
F	10457^{mm}85	9825,76	8980,02	11176,82	10362,82	9641,22	9632,78	8628,65
H	752^{mm}79	752,53	751,51	751,12	751,10	751,00	742,83	743,09
Π	272^{gr}964	256,066	233,420	290,076	268,540	249,702	248,965	222,674
π	19^{gr}540	19,512	19,449	19,374	19,356	19,348	19,104	19,096
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	11°34	11,62	12,14	13,16	13,39	13,55	13,94	14,138
Δθ	0°56567	0,52758	0,47693	0,59631	0,56141	0,51362	0,51871	0,46286
MΔθ	5037,37	4697,70	4247,05	5327,93	4999,44	4573,82	4619,12	4121,77
q	26,78	34,44	45,18	97,92	98,42	94,43	24,67	27,46
q'	2,89	2,65	2,45	2,98	2,67	2,40	2,48	2,19
Q	5067,04	4734,78	4294,68	5428,82	5100,53	4670,65	4646,27	4151,42
y	78°16	77,85	77,47	78,89	79,97	78,76	78,58	78,50
$\frac{Q}{F-H}$	0,5221	0,5218	0,5219	0,5207	0,5307	0,5254	0,5226	0,5264

Moyenne de F — H $=$ 8590^{mm}5

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases}\text{par compression} = 0{,}5241 \\ \text{par détente} \quad = \text{»}\end{cases}$

Sixième série (novembre 1864).

On opère par compression et détente successives.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	5820mm22	6089,73	5656,39	6142,97
H	769mm33	769,30	758,75	758,76
Π	157gr742	160,264	150,655	163,620
π	20gr200	20,192	20,168	20,170
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	7°93	8,02	4,53	4,76
$\Delta\theta$	0°30488	0,31756	0,28555	0,31583
$M\Delta\theta$	2714,90	2827,89	2542,82	2812,48
q	14,80	17,76	3,32	6,235
q'	1,49	1,59	1,38	1,64
Q	2731°19	2847,25	2547,52	2820,35
γ	73°05	74,80	71,20	72,58
$\frac{Q}{F-H}$	0,5407	0,5351	0,5201	0,5238

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0°27271	0,29208	0,26780	0,30494
Δt	0°23908	0,11617	0,18588	0,15490
$M\Delta\theta$	2428,50	2601,09	2384,80	2715,47
$m\Delta t$	157,10	76,34	122,14	101,81
s	— 2,61	10,28	12,24	11,75
s'	1,29	1,26	1,19	1,27
Q	2741,38	2765,31	2520,37	2824,84
γ	73°02	72,65	70,43	72,68
$\frac{Q}{F-H}$	0,5428	0,5197	0,5146	0,5246

Moyenne de F — H = 5163mm3

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5299 ; par détente = 0,5254

Septième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	$9446^{mm}58$	9658,72	11617,86	12163,70	12137,60
H	$747^{mm}41$	749,16	751,59	750,28	750,21
Π	$246^{gr}130$	262,670	301,632	322,860	321,635
π	$19^{gr}429$	19,360	19,418	19,780	19,744
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	11°87	12,50	12,66	7,06	7,50
Δθ	0°49556	0,52380	0,62934	0,67202	0,68558
MΔθ	4413,00	4664,50	5604,31	5984,38	6105,16
q	79,093	92,86	107,401	33,18	55,42
q'	7,004	2,41	2,795	3,69	3,74
Q	4499,10	4759,77	5714,51	6021,26	6164,32
γ	76°96	76,30	79,77	78,53	80,79
$\frac{Q}{F-H}$	0,5171	0,5342	0,5259	0,5276	0,5413

Par détente.

Δθ	0°47550	0,48045	0,58826	0,63523	0,61074
Δt	0°3663	0,42326	0,37176	0,80973	0,59094
MΔθ	4234,35	4278,43	5238,48	5656,73	5438,64
$m\Delta t$	240,72	278,13	244,29	532,09	388,32
s	46,68	42,36	84,45	— 20,30	1,36
s'	2,01	2,13	2,79	+ 2,16	2,06
Q	4523,76	4601,05	5570,01	6170,68	5830,38
γ	77°39	73,76	77,75	80,47	76,33
$\frac{Q}{F-H}$	0,5200	0,5164	0,5126	0,5406	0,5120

Moyenne de $F-H = 10255^{mm}1$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5292, par détente = 0,5203.

Huitième série (décembre 1864).

On n'opère que par détente.

	I.	II.	III.	IV.
F	$6256^{mm}52$	6018,41	6154,41	6174,52
H	$768^{mm}07$	768,12	768,04	768,15
Π	$164^{gr}372$	157,917	161,410	161,760
π	$20^{gr}118$	20,109	20,100	20,068
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$8^{\circ}59$	8,72	8,86	9,33
$\Delta\theta$	$0^{\circ}30133$	0,28844	0,29909	0,30328
Δt	$0^{\circ}24608$	0,21105	0,21492	0,16419
$M\Delta\theta$	2683,40	2568,61	2663,42	2700,69
$m\Delta t$	161,70	138,68	141,22	107,89
s	7,811	12,37	16,38	10,43
s'	1,213	1,17	1,20	1,18
Q	2854,12	2720,84	2822,22	2820,19
y	$73^{\circ}11$	72,54	73,62	73,41
$\frac{Q}{F-H}$	0,5200	0,5182	0,5239	0,5216

Moyenne de $F-H = 5382^{mm}9$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = »
par détente = 0,5209

Neuvième série.

Par détente.

	I.	II.	III.
F	8867mm98	8891,20	8875,69
H	768mm55	762,76	762,53
Π	232gr360	235,73	235,203
π	20gr065	20,14	20,128
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	9°77	6,38	6,52
$\Delta\theta$	0°44088	0,44192	0,44557
Δt	0°34155	0,37021	0,35255
$M\Delta\theta$	3926,03	3935,31	3967,85
$m\Delta t$	224,44	243,27	231,67
s	27,58	33,95	41,58
s'	1,87	1,95	1,94
Q	4179,92	4214,48	4243,04
y	75°21	74,63	75,18
$\frac{Q}{F-H}$	0,5161	0,5185	0,5230

Moyenne de F — H = 8113mm7

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = »
{ par détente = 0,5192

Dixième série.

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
F	12504mm47	11985,73	12665,11	12747,24
H	762mm37	762,52	762,50	762,67
Π	336gr372	317,732	335,730	337,640
π	20gr115	20,090	20,077	20,063
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	6°74	7,12	7,32	7,55
$\Delta\theta$	0°64204	0,60198	0,63895	0,64932
Δt	0°56290	0,49521	0,54718	0,55686
$M\Delta\theta$	5717,42	5358,92	5689,90	5782,20
$m\Delta t$	369,89	325,41	359,56	365,92
s	94,12	71,40	94,31	82,97
s'	2,89	2,62	2,87	2,69
Q	6184,32	5758,35	6146,64	6233,78
y	77°41	76,30	77,09	77,73
$\frac{Q}{F-H}$	0,5267	0,5131	0,5164	0,5202

Moyenne de F — H = 11713mm1

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = » ; par détente = 0,5191

Les variations que l'on observe entre les expériences d'une même série sont moindres que celles qu'on obtenait

avec l'appareil de plus petites dimensions décrit page 783, mais elles sont encore assez importantes. Malheureusement, dans ces expériences, j'ai changé fréquemment la vitesse du gaz, soit pendant la compression, soit pendant la détente. Je cherchais toujours ainsi à reconnaître les erreurs que je craignais le plus, c'est-à-dire celles qui pouvaient provenir de ce que l'air ne se mettait pas rigoureusement en équilibre de température avec le calorimètre, et je croyais pouvoir négliger les changements calorimétriques occasionnés par les variations de force vive du gaz. Les variations sont beaucoup moindres par détente que par compression.

Le tableau suivant renferme les moyennes des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ par compression et par détente, telles qu'elles ont été obtenues dans les séries qui précèdent.

	F — H	*Par compression.*	*Par détente.*
Série 1.	2834mm0	0,5360	»
2.	3506mm8	0,5250	»
3.	4542,0	0,5224	»
4.	6481,1	0,5210	»
5.	8590,5	0,5241	»
6.	5163,3	0,5299	0,5254
7.	10255,1	0,5292	0,5203
8.	5382,9	»	0,5209
9.	8113,7	»	0,5192
10.	11713,1	»	0,5191
	Moyennes	0,5269	0,5210

Nous reconnaissons encore ici que les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ ne

changent pas avec les variations de pression F — H ; de plus que la moyenne générale de $\frac{Q}{F-H}$ est à peu près la même pour la compression et pour la détente.

Pour comparer les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ données par ces dix séries avec celles qui ont été fournies par les expériences des chapitres précédents, il faut les multiplier par la fraction $\frac{1674}{5330}$ qui représente le rapport des capacités des réservoirs calorimétriques à gaz dans les deux appareils. On trouve ainsi :

Pour les expériences par compression.	0,1655
Pour les expériences par détente.	0,1636

Ces valeurs sont sensiblement plus grandes que celles que nous avons trouvées page 751, 761 et 803.

III. — EXPÉRIENCES FAITES AVEC LE MÊME APPAREIL MODIFIÉ.

L'appareil qui a servi aux expériences précédentes avait l'inconvénient d'exiger, pour les expériences par détente, l'observation des températures successives de deux calorimètres, lesquelles doivent être corrigées, toutes deux, de l'influence des causes extérieures. Pour faire disparaître cette complication, et dans l'espoir d'obtenir des résultats plus précis, j'ai accolé le petit calorimètre au grand par soudure, comme le montrent les figures 10 et 11 de la planche IV. L'eau passe alors librement de l'un à l'autre calorimètre, et l'on admet qu'elle est toujours à la même température dans les deux.

Pour être plus sûr que cette dernière condition est réalisée, on conserve à chaque calorimètre son agitateur, afin de mieux mélanger les eaux.

Enfin, on a surmonté la tubulure par laquelle le gaz sort du calorimètre de détente d'un tube de verre ouvert, dans lequel on maintient le réservoir d'un thermomètre qui doit donner la température de l'air sortant. Je voulais reconnaître ainsi si l'air détendu ne sortait pas avec une température inférieure à celle du petit calorimètre de détente. Or j'ai trouvé constamment que ce thermomètre marquait environ un dixième de degré au-dessus de la température du calori-

mètre. Je crois pouvoir conclure de là que l'air sort réellement en équilibre de température avec le calorimètre de détente, et que le petit excès de température marqué par le thermomètre dans le gaz sortant est dû à ce que le gaz, au sortir de la tubulure *p*, se répandant dans un tube de plus grande section, ses molécules diminuent de vitesse, et la force vive perdue se transforme en chaleur.

Voici les données du nouvel appareil :

Poids de l'appareil en laiton 11k388, valeur en eau	1070gr47
Poids total de l'eau des deux calorimètres	8503,90
	M = 9574,37

Log M = 3,9811102

Première série (décembre 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.
F	$6126^{mm}55$	6168,20	6167,80
H	$756^{mm}86$	757,03	757,00
Π	$162^{gr}616$	163,960	163,580
π	$20^{gr}046$	20,045	20,035
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	5°05	5,14	5,27
$\Delta\theta$	0°29055	0,29522	0,29317
$M\Delta\theta$	2781,78	2826,58	2806,98
q	13,37	13,36	13,88
q'	1,47	1,61	1,62
Q	2796,93	2841,55	2822,48
y	72°41	72,97	72,65
$\frac{Q}{F-H}$	0,5209	0,5251	0,5216

Par détente.

	I.	II.	III.
$\Delta\theta$	0°27530	0,29163	0,28675
$M\Delta\theta$	2635,89	2792,09	2745,45
s	7,45	6,562	7,19
s'	1,19	1,147	1,17
Q	2644,53	2799,80	2753,81
y	68°47	71,90	70,88
$\frac{Q}{F-H}$	0,4925	0,5174	0,5089

Moyenne de $F-H = 5397^{mm}2$,

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression $= 0,5225$; par détente $= 0,5063$.

Deuxième série (décembre 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	7505mm32	7737,90	7791,85	7950,27	7803,65	7846,99
H	747mm69	747,20	746,89	746,54	746,54	746,54
Π	200gr067	206,229	207,490	211,623	207,548	208,581
π	19gr873	19,852	19,826	19,809	19,777	19,783
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	4°12	4,24	4,48	4,60	4,78	4,96
$\Delta\theta$	0°36607	0,38790	0,37403	0,38211	0,41077	0,34386
$M\Delta\theta$	3504,83	3713,95	3581,07	3658,50	3932,87	3675,24
q	22,72	24,61	25,81	27,74	26,40	26,37
q'	1,48	1,98	1,97	2,09	2,18	2,06
Q	3529,03	3740,54	3608,84	3688,33	3961,45	3703,67
y	74°27	76,37	73,23	73,38	80,36	74,76
$\frac{Q}{F-H}$	0,5222	0,5350	0,5122	0,5120	0,5613	0,5216

Par détente.

$\Delta\theta$	0°35189	0,37500	0,37888	0,39253	0,36115	0,38962
$M\Delta\theta$	3369,08	3590,36	3627,56	3758,24	3457,83	3730,35
s	11,92	14,53	9,85	13,30	12,44	12,60
s'	1,46	1,63	1,56	1,52	1,41	1,43
Q	3382,46	3606,53	3638,97	3773,06	3471,68	3744,38
y	71°18	73,63	73,84	75,07	70,43	75,58
$\frac{Q}{F-H}$	0,5005	0,5159	0,5165	0,5237	0,4919	0,5273

Moyenne de F — H = 7025mm8

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0{,}5274 \\ \text{par détente} = 0{,}5127 \end{cases}$

Troisième série (décembre 1864).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	8501^{mm}67	8625,24	8563,01	8619,31
H	753^{mm}87	754,79	754,79	754,86
Π	226^{gr}937	229,937	227,995	229,22
π	20^{gr}058	20,048	20,030	20,01
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	3°91	4,28	4,62	4,95
Δθ	0°44669	0,44637	0,43249	0,43754
MΔθ	4276,73	4273,69	4140,81	4189,16
q	43,73	43,67	42,33	40,75
q'	2,73	2,73	2,60	2,67
Q	4323,19	4320,09	4185,74	4232,58
y	80°21	79,10	77,30	77,74
$\frac{Q}{F-H}$	0,5579	0,5489	0,5360	0,5381

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
Δθ	0°38681	0,42195	0,43321	0,40341
MΔθ	3703,47	4039,89	4147,74	3862,38
s	11,35	12,31	14,47	10,73
s'	1,10	1,40	1,39	1,28
Q	3715,92	4053,60	4163,60	3874,39
y	68°94	74,23	76,89	71,16
$\frac{Q}{F-H}$	0,4796	0,5150	0,5332	0,4926

Moyenne de F — H = 7823^{mm}0

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases}\text{par compression} = 0,5452 \\ \text{par détente} = 0,5051\end{cases}$

Quatrième série (décembre 1864).

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	$12935^{mm}03$	12917,28	13195,57	13196,84	12452,55
H	$757^{mm}25$	757,45	758,07	758,46	753,55
Π	$344^{gr}680$	343,549	350,803	350,556	333,216
π	$20^{gr}022$	20,013	20,014	20,011	20,232
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$5^{\circ}74$	5,94	6,15	6,36	1,55
$\Delta\theta$	$0^{\circ}65149$	0,67688	0,71600	0,64711	0,67005
$M\Delta\theta$	6237,50	6480,60	6855,31	6195,66	6415,27
q	63,38	60,78	56,72	60,84	72,62
q'	3,49	3,61	3,57	3,74	3,76
Q	6304,46	6545,08	6915,60	6260,24	6491,65
y	$77^{\circ}01$	80,21	83,00	75,19	82,04
$\frac{Q}{F-H}$	0,5177	0,5382	0,5560	0,5033	0,5548
$\Delta\theta$	0,66793	0,65689	0,70165	0,68466	0,61978
$M\Delta\theta$	6395,00	6289,32	6717,85	6555,24	5933,97
s	42,25	41,49	44,47	40,35	32,41
s'	5,53	2,75	2,87	2,66	2,37
Q	6442,78	6333,57	6765,19	6598,25	5968,75
y	$78^{\circ}70$	77,62	81,20	79,25	75,42
$\frac{Q}{F-H}$	0,5290	6,5208	0,5489	0,5305	0,5102

	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
F	$12392^{mm}79$	12641,78	12493,99	12489,76	12591,53
H	$753^{mm}30$	752,04	752,05	752,43	752,43
Π	$334^{gr}484$	340,811	335,976	335,536	338,031
π	$20^{gr}198$	20,119	20,089	20,079	20,064
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$1^{\circ}90$	2,51	2,90	3,18	3,39
$\Delta\theta$	$0^{\circ}67427$	0,68154	0,66770	0,68186	0,66936
$M\Delta\theta$	6455,68	6525,32	6392,78	6528,36	6408,67
q	63,67	67,53	66,17	63,46	60,34
q'	3,72	3,72	3,60	3,56	3,53
Q	6523,07	6596,57	6462,55	6595,38	6472,54
y	$82^{\circ}11$	81,61	80,19	82,76	80,62
$\frac{Q}{F-H}$	0,5604	0,5546	0,5503	0,5619	0,5467
$\Delta\theta$	0,61933	0,63042	0,61589	0,65634	0,62557
$M\Delta\theta$	5929,74	6035,91	5896,78	6284,08	5989,42
s	33,37	37,03	35,79	39,18	36,70
s'	2,45	2,57	2,50	2,72	2,57
Q	5965,5	6075,10	5935,07	6325,99	6028,09
y	$75^{\circ}09$	75,16	74,38	79,38	74,78
$\frac{Q}{F-H}$	0,5125	0,5109	0,5054	0,5389	0,5092

Moyenne de $F-H = 11976^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0{,}5445 \\ \text{par détente} = 0{,}5211 \end{cases}$

La modification que j'avais faite à l'appareil n'était pas heureuse; on le reconnaît aux grandes variations de $\frac{Q}{F-H}$ dans une même série, et aux grandes différences que l'on trouve entre les effets calorifiques produits par la compression et par la détente. Je pense que cela tient à ce que l'eau des deux calorimètres ne se mélange pas suffisamment bien à travers la fente par laquelle ils communiquent et que l'on fait une erreur quand on admet que l'eau est constamment à la même température dans les deux calorimètres. On remédierait à cet inconvénient, en observant simultanément les températures dans les deux calorimètres, mais cela ramènerait l'appareil à la disposition qu'il avait page 805, laquelle est en tout cas préférable.

Quoi qu'il en soit, nous réunirons en un seul tableau les moyennes obtenues dans chaque série par compresssion et par détente.

	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ Par compression.	Par détente.
1re série......	5397mm9	0,5225	0,5063
2e série......	7025,8	0,5274	0,5127
3e série......	7823,0	0,5452	0,5051
4e série......	11976,0	0,5444	0,5211
	Moyennes =	0,5349	0,5113

Ce tableau conduit aux mêmes conclusions que ceux des chapitres précédents; mais la différence entre les quantités de chaleur dégagées par la compression et par la détente est beaucoup plus grande; cela tient à ce que l'eau n'est pas à la même température dans les deux calorimètres. De plus,

l'air comprimé arrivait avec une trop grande vitesse, surtout au commencement de l'expérience, parce que l'on ouvrait entièrement la vis régulatrice V, tandis que pendant la détente on régularisait l'écoulement, en manœuvrant fréquemment la vis régulatrice R. La chaleur dégagée par la compression se trouvait ainsi sensiblement augmentée de celle qui devient libre par l'anéantissement d'une plus grande force vive.

Le réservoir à gaz du grand calorimètre n'ayant pas changé de capacité, on peut comparer les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ obtenues avec l'appareil aux deux calorimètres accouplés, avec celles qui ont été données par l'appareil où les deux calorimètres étaient séparés. On reconnaît alors, comme on devait s'y attendre, que la plus grande différence se trouve pour la période de compression; la différence est moindre pour la période de détente. Si l'on fait la somme des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ pour la période de compression et pour celle de détente on obtient des nombres qui sont identiques.

Les expériences de la page 815 donnent.......	1,0479
Celles de la page 823......................	1,0462

V. — EXPÉRIENCES DE 1864 SUR LES GAZ ACIDE CARBONIQUE ET HYDROGÈNE.

J'ai employé le même appareil, aux deux calorimètres accouplés par soudure, pour faire des expériences semblables sur l'acide carbonique et sur l'hydrogène; mais je n'ai opéré que par détente, parce que cela me permettait de comprimer directement le gaz dans le réservoir calorimétrique sans l'emmagasiner préalablement dans le grand réservoir.

Nous venons de voir que l'emploi de cet appareil a donné des résultats peu concordants pour l'air atmosphérique. Le même défaut se présente dans nos expériences sur l'acide carbonique et sur l'hydrogène. Si j'avais reconnu ce fait plus tôt, j'aurais eu recours à l'appareil aux deux calorimètres séparés, décrit page 805.

Expériences sur l'acide carbonique.

On n'opère que par détente. On attend plus d'un quart d'heure avant de commencer l'expérience, l'eau du calorimètre étant continuellement agitée; on était plus sûr ainsi de l'équilibre de température entre le gaz et l'eau des calorimètres accouplés.

Première série.

	I.	II.	III.	IV.
F	5741mm08	5607,38	6701,40	6628,75
H	763mm89	762,95	762,80	762,61
Π	243gr50	236,52	285,12	281,509
π	31gr09	30,97	30,92	30,881
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	4°31	5,05	5,49	5,76
Δθ	0°29604	0,28832	0,36751	0,35648
MΔθ	2834,46	2760,48	3518,69	3413,03
s	5,41	5,97	12,13	10,26
s′	1,07	1,10	1,68	1,49
Q	2840,94	2767,55	3532,50	3424,77
y	64°66	64,85	68,67	67,43
$\frac{Q}{F-H}$	0,5708	0,5713	0,5948	0,5838

Moyenne de F — H = 5406mm6

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = »
par détente = 0,5802

Deuxième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	9284mm93	8777,67	8888,7	9218,76	8872,74	9660,27
H	759mm80	759,80	760,63	761,33	758,20	756,06
Π	403gr040	378,59	383,066	398,243	388,857	426,038
π	30gr644	30,611	30,596	30,617	30,933	30,790
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	372°396	347,979	332,470	367,626	357,924	395,248
Δθ	0°55939	0,51740	0,54106	0,55614	0,53303	0,59373
MΔθ	5355,80	4953,79	5180,33	5324,70	5103,41	5684,61
s	30,48	27,10	24,993	35,08	24,23	32,20
s′	2,72	2,56	2,394	3,92	2,33	2,76
Q	5389,00	4983,46	5207,72	5362,91	5129,97	5719,57
y	74°11	72,96	75,35	74,64	73,12	74,41
$\frac{Q}{F-H}$	0,6321	0,6216	0,6407	0,6341	0,6322	0,6423

Moyenne de F — H = 8357,9

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = »
par détente = 0,6339

Troisième série.

	I.	II.	III.	IV.
F	12511mm30	12626,10	12458,48	12507,01
H	755mm87	743,09	742,59	742,67
Π	569gr457	569,957	559,713	561,396
π	30gr759	30,029	29,927	29,895
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	4°66	6,50	7,28	7,60
$\Delta\theta$	0°87370	0,87481	0,84400	0,85502
$M\Delta\theta$	8365,14	8375,79	8080,80	8186,28
s	75,382	64,25	70,74	67,96
s	4,542	3,79	4,15	4,05
Q	8445,06	8443,84	8155,69	8258,29
τ	82°19	82,11	80,76	81,53
$\frac{Q}{F-H}$	0,7184	0,7105	0,6961	0,7052

Moyenne de F — H = 11779mm9

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = » ; par détente = 0,7075 }

En résumé, nous avons trouvé pour l'acide carbonique

	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ par détente.
1re série........	5406mm6	0,5802
2e série.........	8242,0	0,6369
3e série.........	11779,9	0,7075

Ainsi, contrairement à ce qui arrive pour l'air atmosphérique, l'hydrogène, l'oxyde de carbone, c'est-à-dire pour les gaz qui s'éloignent peu de la loi de Mariotte, les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ pour l'acide carbonique augmentent rapidement avec le changement de pression F — H. Les expériences de 1854 avaient conduit au même résultat (page 775).

Expériences sur l'hydrogène.

On n'opère encore que par détente ; on admet pour la chaleur spécifique de l'hydrogène en poids $c = 3{,}409$.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	$4874^{mm}07$	8401,92	8648,86	11119,19	11735,07	11788,50
H	$740^{mm}13$	739,95	739,95	743,50	743,53	743,98
Π	$8^{gr}8651$	15,2011	15,6304	20,382	21,454	21,530
π	$1^{gr}3496$	1,3340	1,3332	1,374	1,372	1,371
$\frac{\theta + \theta'}{2}$	$6^{\circ}52$	7,22	7,44	2,90	3,43	3,71
Δθ	$0^{\circ}23438$	0,38441	0,41317	0,53426	0,58061	0,57036
MΔθ	2244,02	3680,48	3955,87	5115,24	5559,01	5460,79
s	1,12	6,48	8,62	1,07	13,82	12,78
s'	0,69	1,86	1,85	0,40	2,19	2,08
Q	2245,83	3688,82	3966,34	5116,71	5575,02	5475,65
y	$74^{\circ}30$	71,12	74,30	73,64	76,22	74,60
$\frac{Q}{F-H}$	0,5432	0,4814	0,5015	0,4931	0,5072	0,4958

Les valeurs de s sont beaucoup plus petites que pour les autres gaz, cela tient à la conductibilité calorifique plus parfaite de l'hydrogène.

On déduit de là :

$$\text{Moyenne de } F - H = 8686^{mm}1$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{par compression} = \text{»} \\ \text{par détente} \quad = 0{,}5037 \end{cases}$$

Les différences de pression ont varié entre de grandes limites dans ces expériences ; les variations de $\frac{Q}{F-H}$ en paraissent entièrement indépendantes. Enfin, la valeur moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est sensiblement moindre que pour l'air atmosphérique.

EXPÉRIENCES DE 1865 AVEC UNE NOUVELLE DISPOSITION DONNÉE A L'APPAREIL.

On fait subir à l'appareil des modifications importantes, dont l'objet principal est de supprimer le petit calorimètre accessoire, destiné à ramener le gaz détendu à une température bien connue; on dispose l'appareil de façon que ce résultat s'obtienne dans un seul calorimètre, afin de ne pas augmenter sensiblement la surface exposée aux perturbations extérieures. La figure 13, planche IV, représente une coupe verticale de l'appareil.

Le gaz est toujours comprimé dans le grand réservoir de 253 litres; il arrive à l'appareil calorimétrique en passant par le gros tube en cuivre *uv*. La vis régulatrice V permet de modérer, à volonté, la vitesse d'écoulement du gaz. Le gaz traverse ensuite un très-long serpentin en cuivre dont la section intérieure a 1^{mm} environ de diamètre, et qui est contenu dans la cuve ABCD pleine d'eau, maintenue à une température sensiblement invariable, différant peu de celle de l'eau qui environne le grand réservoir à gaz comprimé. Enfin le gaz se rend dans le réservoir calorimétrique IJKL.

Le réservoir calorimétrique porte une petite pièce en laiton I *a*, dont on peut comprendre la disposition dans la figure 14, qui en représente une section verticale agrandie. Cette pièce porte une vis micrométrique R, terminée par une partie conique qui ferme l'orifice *o* lorsque la vis est poussée à bout. Elle se termine par un tube en laiton *abc* (fig. 13), de 6 millimètres de diamètre intérieur, qui est soudé à l'extré-

mité inférieure d'un tube en laiton *c d*, de 25 millimètres de diamètre. On a disposé, à l'intérieur de ce large tube, une série de disques minces en laiton, échancrés (fig. 15), montés sur un tube intérieur; ces disques forcent l'air à circuler suivant une spirale. On engage dans la tubulure supérieure *d* un thermomètre T″ qui donne la température de l'air sortant. Enfin une tubulure latérale *ef*, de grand diamètre, laisse échapper le gaz au dehors, ou à travers un compteur. La cuve EFGH est disposée de manière que le réservoir IJKL, muni de tous les appendices que je viens de décrire, soit complétement plongé dans l'eau du calorimètre et que ses diverses parties soient suffisamment éloignées des parois de la cuve.

Dans la période par compression, l'orifice *o* est fermé par la vis micrométrique R. Dans la période par détente on soulève la vis, plus ou moins, pour régler la vitesse de la détente.

Poids de l'appareil calorimétrique complet, avec agitateur et couvercle.		11k878
Valeur en eau.	1116gr53	
Poids de l'eau que la jauge met dans le calorimètre.	8183 86	
Log M = 3,9685012 M =	9300gr39	

Je pensais que la marche saccadée que, présentent souvent les thermomètres à mercure très-sensibles, pouvait nuire à la précision des valeurs $\Delta\theta$, surtout dans le calcul des effets produits par les causes perturbatrices extérieures. Pour m'en assurer j'ai placé, à côté de ce thermomètre, un thermomètre à alcool qui présente cet inconvénient à un degre moindre, à cause de la dilatabilité apparente plus grande du liquide, et je lisais les indications simultanées des deux instruments. Le thermomètre à alcool, à long réservoir, était très-sensible et on l'a comparé soigneusement avec le thermomètre à mercure

dans toute l'étendue des températures qui devait être parcourue dans mes expériences. On a formé ainsi une table très-exacte de ces deux thermomètres par rapport au thermomètre à air. Le zéro du thermomètre à alcool est à $80^{D}4$; un degré centigrade occupe $102^{\text{divis}}3$ dans la partie de l'échelle qui est usitée dans mes expériences. Ainsi l'on peut apprécier facilement un millième de degré à la lecture.

Première série (février 1865).

On n'opère que par détente.

	I.	II.	III.	IV.
F	$6763^{mm}13$	6204,33	7137,58	6488,18
H	$751^{mm}30$	750,19	750,36	750,30
Π	$178^{gr}040$	163,290	187,330	170,020
π	$19^{gr}725$	19,653	19,637	19,615
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$7^{\circ}47$	8,06	8,38	8,68

D'après les observations du thermomètre à mercure.

$\Delta\theta$	$0^{\circ}33343$	0,30283	0,34925	0,30887
$M\Delta\theta$	3101,06	2816,48	3248,20	2872,64
s	9,62	3,65	5,67	4,40
s'	1,20	1,07	1,33	1,15
Q	3111,88	2821,20	3255,10	2878,19
y	$73^{\circ}59$	72,75	73,16	71,28
$\frac{Q}{F-H}$	0,5176	0,5173	0,5096	0,5016

Moyenne de $F - H = 5897^{mm}7$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5115$

D'après les observations sur le thermomètre à alcool.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0°33318	0,30219	0,34472	0,30771
$M\Delta\theta$	3098,70	2810,45	3206,07	2861,82
s	9,62	3,65	5,58	4,40
s'	1,20	1,07	1,32	1,15
Q	3109,52	2815,17	3212,97	2867,37
y	73°53	72,59	72,22	71,01
$\frac{Q}{F-H}$	0,5172	0,5161	0,5030	0,4997

Moyenne de $F-H = 5897^{mm}7$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5090$

La valeur moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est sensiblement la même, qu'on la déduise des observations du thermomètre à mercure, ou de celles du thermomètre à alcool.

Deuxième série (mars 1865).

On opère par compression et par détente.

Par compression.

	I.	II.	III.
F	$7971^{mm}43$	8427,50	8371,65
H	$752^{mm}44$	752,48	752,44
Π	$208^{gr}720$	220,550	218,930
π	$19^{gr}638$	19,622	19,610
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	9°08	9,30	9,50

Observations sur le thermomètre à mercure.

	I.	II.	III.
$\Delta\theta$	0°40544	0,42661	0,43639
$M\Delta\theta$	3770,74	3967,64	4058,61
q	8,71	17,27	17,99
q'	2,28	2,39	2,32
Q	3781,73	3987,30	4078,92
y	76°29	76,12	78,45
$\frac{Q}{F-H}$	0,5238	0,5195	0,5353

Moyenne de $F-H = 7504^{mm}4$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5262$

Observations sur le thermomètre à alcool

$\Delta\theta$	0,41590	0,41734	0,43452
$M\Delta\theta$	3868,02	3881,38	4041,23
q	8,71	17,27	17,99
q'	2,28	2,39	2,32
Q	3879,01	3901,04	4061,54
y	78°25	74,47	73,11
$\frac{Q}{F-H}$	0,5373	0,5083	0,5330

Moyenne de $F-H = 7504^{mm}4$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5262$

Les deux moyennes $\frac{Q}{F-H}$, déduites des deux thermomètres, sont ici parfaitement identiques.

Par détente.

Observations sur le thermomètre à mercure.

	I.	II.	III.
$\Delta\theta$	0°40101	0,40685	0,41293
$M\Delta\theta$	3729,55	3783,88	3840,37
s	7,77	8,54	8,81
s'	1,61	1,67	1,73
Q	3738,93	3794,09	3850,91
y	75°43	72,43	74,06
$\frac{Q}{F-H}$	0,5179	0,4943	0,5054

Moyenne de $F-H = 7504^{mm}4$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5058$

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	0°40492	0,41494	0,41260
$M\Delta\theta$	3765,91	3859,11	3837,30
s	7,77	8,54	8,81
s'	1,61	1,67	1,73
Q	3775,29	3869,32	3847,84
y	76°16	73,87	74,00
$\frac{Q}{F-H}$	0,5230	0,5041	0,5050

Moyenne de $F-H = 7504^{mm}4$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5107$

Les deux moyennes de $\frac{Q}{F-H}$ diffèrent encore très-peu, et les variations dans les expériences partielles sont aussi importantes pour le thermomètre à alcool que pour le thermomètre à mercure.

Troisième série (mars 1865).

Par compression.

	I.	II.
F	$7309^{mm}90$	7520,38
H	$749^{mm}20$	748,90
Π	$191^{gr}860$	197,310
π	$19^{gr}610$	19,595
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$8^{o}34$	$8^{o}47$

Observations sur le thermomètre à mercure.

$\Delta\theta$	$0^{o}37207$	0,38695
$M\Delta\theta$	3460,37	3598,80
q	21,07	22,11
q'	1,94	1,93
Q	3483,38	3622,84
γ	$76^{o}44$	77,13
$\frac{Q}{F-H}$	0,5309	0,5350

Moyenne de $F - H = 6666^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5329$

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	$0^{o}37224$	0,38527
$M\Delta\theta$	3461,94	3583,14
q	21,07	22,11
q'	1,94	1,93
Q	3484,95	3607,18
γ	$76^{o}48$	76,97
$\frac{Q}{F-H}$	0,5312	0,5327

Moyenne de $F - H = 6666^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5319$

Par détente.

Observations sur le thermomètre à mercure.

	I.	II.
$\Delta\theta$	0°36036	0,37726
$M\Delta\theta$	3351,49	3508,65
s	6,63	7,39
s'	1,51	1,63
Q	3359,63	3517,67
y	73°72	75,06
$\frac{Q}{F-H}$	0,5121	0,5195

Moyenne de $F-H = 6666^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5158$

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	0°36922	0,37639
$M\Delta\theta$	3433,94	500,58
s	6,63	7,39
s'	1,51	1,63
Q	3442,08	3509,60
y	75°53	74,89
$\frac{Q}{F-H}$	0,5246	0,5183

Moyenne de $F-H = 6666^{mm}0$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5214$

Quatrième série (mars 1865).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	8335^{mm}92	8181,73	7968,20	8294,40
H	749^{mm}09	749,00	749,10	749,09
Π	219^{gr}530	215,190	209,450	218,010
π	19^{gr}662	19,641	19,631	19,624
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	7°58	7,91	8,03	8,14

Observations sur le thermomètre à mercure.

$\Delta\theta$	0°40860	0,41806	0,40250	0,42354
$M\Delta\theta$	3800,13	3888,12	3743,41	3939,08
q	9,35	12,442	11,64	12,62
q'	2,30	2,182	2,12	2,09
Q	3811,78	3902,74	3757,17	3953,79
y	73°11	76,36	75,53	76,36
$\frac{Q}{F-H}$	0,5024	0,5250	0,5204	0,5240

Moyenne de F — H = 7446^{mm}0

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,5179

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	0°39970	0,41870	0,4027	0,42856
$M\Delta\theta$	3717,35	3894,07	3745,37	3985,78
q	9,35	12,44	11,64	12,62
q'	2,30	2,18	2,12	2,09
Q	3729,00	3908,69	3759,13	4000,49
y	71°52	76,48	75,57	77,26
$\frac{Q}{F-H}$	0,4915	0,5258	0,5207	0,5302

Moyenne de F — H = 7446^{mm}0

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,5171

Par détente.

Observations sur le thermomètre à mercure.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0°42197	0,40817	0,39825	0,41933
$M\Delta\theta$	3924,45	3796,14	3703,88	3899,93
s	8,92	8,59	8,16	9,09
s'	1,75	1,72	1,69	1,80
Q	3935,12	3806,45	3713,73	3910,83
y	75°47	74,48	74,66	75,53
$\frac{Q}{F-H}$	0,5187	0,5121	0,5144	0,5183

Moyenne de F — H = 7446mm0

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,5159

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	0°43122	0,40404	0,39537	0,41075
$M\Delta\theta$	4010,50	3757,73	3677,10	3820,14
s	8,92	8,59	8,16	9,09
s'	1,75	1,72	1,69	1,80
Q	4021,17	3768,04	3686,95	3831,04
y	77°12	73,73	74,12	73,99
$\frac{Q}{F-H}$	0,5300	0,5069	0,5107	0,5077

Moyenne de F — H = 7446mm0

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ = 0,5138

Cinquième série (mars 1865).

Par compression.

	I.	II.	III.
F	8443^mm^70	8703,95	8557,70
H	750^mm^42	750,72	750,65
Π	223^gr^00	229,81	225,84
π	19^gr^75	19,75	19,74
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	6,85	6,96	7,06

Observations sur le thermomètre à mercure.

$\Delta\theta$	0°41870	0,44806	0,43450
$M\Delta\theta$	3894,07	4167,16	4041,04
q	28,76	30,21	28,52
q'	2,25	2,31	2,24
Q	3925,08	4199,68	4071,81
y	74°11	76,94	75,91
$\frac{Q}{F-H}$	0,5102	0,5280	0,5215

Moyenne de $F-H = 7817^{mm}8$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5199$

Observations sur le thermomètre à alcool.

$\Delta\theta$	0°42046	0,45429	0,43216
$M\Delta\theta$	3910,48	4225,10	4019,23
q	28,76	30,21	28,52
q'	2,25	2,31	2,24
Q	3941,49	4257,62	4049,99
y	74°42	78,00	75,50
$\frac{Q}{F-H}$	0,5123	0,5353	0,5187

Moyenne de $F-H = 7817^{mm}8$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5221$

Par détente.

Observations sur le thermomètre à mercure.

	I.	II.	III.
$\Delta\theta$	0°42927	0,43943	0,42407
$M\Delta\theta$	3992,43	4086,85	3943,99
s	9,61	10,13	9,50
s'	1,87	1,90	1,82
Q	4003,90	4098,88	3955,31
y	75°60	75,10	73,74
$\frac{Q}{F-H}$	0,5204	0,5154	0,5066

Moyenne de $F-H = 7817^{mm}8$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5141$

Observations sur le thermomètre à alcool.

	I.	II.	III.
$\Delta\theta$	0°42891	0,43419	0,42716
$M\Delta\theta$	3989,04	4038,14	3972,80
s	9,61	10,13	9,50
s'	1,87	1,90	1,82
Q	4000,51	4050,17	3984,12
y	75°53	74,26	74,29
$\frac{Q}{F-H}$	0,5200	0,5093	0,5103

Moyenne de $F-H = 7817^{mm}8$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5132$

Dans toutes les séries qui précèdent, on a observé simultanément le thermomètre à mercure et un thermomètre à alcool très-sensible. On espérait que le thermomètre à alcool, beaucoup moins influencé par les dilatations

capricieuses de son enveloppe, donnerait une plus grande concordance dans les résultats partiels. Nous avons reconnu qu'il n'en est rien, de sorte qu'il faut attribuer ces différences à d'autres causes. Une partie peut être attribuée à la variabilité inévitable des perturbations extérieures ; mais la plus grande partie provient de ce que j'ai fait varier souvent la vitesse de l'air, tantôt pendant la compression, tantôt pendant la détente. Quoi qu'il en soit, nous n'inscrirons plus, par la suite, que les indications prises sur le thermomètre à mercure.

Sixième série (mars 1865).

On n'opère que par détente, et on ne suit plus que les indications du thermomètre à mercure.

	I.	II.	III.
F	$8787^{mm}18$	8979,52	10066,74
H	$753^{mm}25$	753,25	753,25
Π	$234^{gr}610$	239,600	268,650
π	$20^{gr}031$	20,012	20,001
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$3^\circ 50$	4,23	4,42
$\Delta\theta$	$0^\circ 43500$	0,45459	0,50922
$M\Delta\theta$	4045,67	4227,86	4735,91
s	10,70	12,38	14,02
s'	2,00	1,93	2,23
Q	4058,37	4242,17	4752,16
y	$72^\circ 84$	74,55	74,48
$\frac{Q}{F-H}$	0,5051	0,5157	0,5102

Moyenne de $F - H = 8524^{mm}6$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H} = 0,5103$

Septième série (mars 1865).

On opère par compression et par détente ; on n'observe que le thermomètre à mercure.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	11138mm65	11726,36	12002,14	12257,74	12560,18	12027,94
H	753mm25	762,51	762,50	762,65	762,65	762,52
Π	303gr260	313,375	320,634	326,900	334,770	319,861
π	19gr993	20,252	20,239	20,212	20,195	20,154
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	4°53	4,37	4,57	5,08	5,33	5,80
Δθ	0°60475	0,63285	0,63510	0,64208	0,65546	0,62641
MΔθ	5624,35	5885,77	5906,68	5971,61	6095,99	5825,86
q	19,29	62,39	66,65	64,62	90,39	86,59
q'	6,83	6,97	7,47	7,84	8,17	7,31
Q	5611,89	5955,13	5980,80	6044,07	6194,54	5919,77
y	77°91	80,01	78,54	77,85	77,91	77,93
$\frac{Q}{F-H}$	0,5404	0,5431	0,5321	0,5258	0,5250	0,5255

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Δθ	0°57003	0,59117	0,61721	0,63540	0,64795	0,61658
MΔθ	5301,47	5498,15	5740,29	5909,50	6026,16	5734,43
s	17,96	19,49	20,05	20,25	21,44	19,85
s'	2,54	2,70	2,70	2,67	2,75	2,67
Q	5321,97	5520,34	5763,04	5932,42	6050,35	5756,95
y	73°89	74,17	75,68	76,41	76,10	75,78
$\frac{Q}{F-H}$	0,5125	0,5035	0,5127	0,5161	0,5128	0,5110

Moyenne de F — H = 11191mm1

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5320 ; par détente = 0,5115

Je réunis dans le tableau suivant les moyennes de $\frac{Q}{F-H}$ données par les sept séries qui précèdent.

	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ Par compression.	$\frac{Q}{F-H}$ Par détente.
1re série....	5897mm,7	»	0,5102
2e série....	7504,4	0,5262	0,5082
3e série....	6666,0	0,5324	0,5186
4e série....	7446,0	0,5171	0,5148
5e série....	7317,8	0,5210	0,5136
6e série....	8524,6	»	0,5103
7e série....	11191,1	0,5320	0,5115
	Moyennes =	0,5259	0,5125

Les résultats obtenus dans ces diverses séries ne présentent pas encore la grande concordance que j'avais espérée.

Ici encore $\frac{Q}{F-H}$ ne paraît pas varier avec F — H ; de plus la valeur moyenne de $\frac{Q}{F-H}$, déduite des expériences par compression, est notablement plus grande que celle que donnent les expériences par détente.

La somme des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ par compression et par détente est

$$1,0384,$$

quantité un peu plus faible que celle qui a été donnée par les expériences précédentes (pages 815 et 823).

II. — EXPÉRIENCES DÉFINITIVES
QUI EXPLIQUENT LES VARIATIONS QUE L'ON A RENCONTRÉES
DANS LES EXPÉRIENCES PRÉCÉDENTES.

Dans mes expériences de 1864 et de 1865 j'ai trouvé presque constamment que le gaz dégage par la compression une quantité de chaleur un peu plus grande que celle qu'il absorbe ensuite pendant sa détente. On a vu que j'ai fait subir à mes appareils bien des modifications dans le but de faire disparaître cette différence, et de rendre les résultats partiels plus réguliers, mais je n'ai pas réussi. J'ai fini par penser que ces irrégularités provenaient de ce que je ne m'étais pas assez préoccupé de régler convenablement la vitesse du gaz à l'arrivée et à la sortie du réservoir calorimétrique. La différence que l'on reconnaît entre la chaleur dégagée par la compression et la chaleur absorbée par la détente peut provenir, en effet, uniquement de ce que, pendant la période de compression, le gaz arrive dans le réservoir calorimétrique avec une vitesse plus grande que celle que ce gaz prend ensuite pour sortir de ce réservoir pendant la période de détente.

Dans la période de compression le gaz comprimant arrive dans le calorimètre avec une vitesse successivement variable; il perd la totalité de son mouvement qui se transforme en chaleur donnée au calorimètre.

Dans la période de détente, le gaz sort détendu du calo-

rimètre avec une vitesse variable qui occasionne au contraire une dépense de chaleur faite par le calorimètre.

Si les forces vives étaient égales dans les deux périodes, la chaleur prise de ce fait par le calorimètre pendant la compression serait égale à celle que ce calorimètre perd ensuite pendant la détente. Or, dans mes expériences, la compression se faisait toujours en moins de temps que la détente, parce que je craignais que, dans une détente rapide, le gaz ne sortît avec une température inférieure à celle du calorimètre. Ainsi, dans mes expériences, la force vive détruite par la compression était toujours plus grande que celle qui prenait naissance dans la détente.

Si cette explication est la véritable, on rendra la quantité $\frac{Q}{F-H}$ égale dans la détente et dans la compression, si l'on parvient à rendre le mouvement du gaz identique dans les deux périodes, et de plus assez lent pour que l'on puisse négliger l'échauffement que le gaz éprouve à la sortie. Malheureusement mes appareils ne me permettaient pas de réaliser cette condition rigoureusement, et j'ai dû me borner à chercher à en approcher, en diminuant beaucoup la vitesse avec laquelle l'air arrive pendant la période de compression. C'est le but des expériences qui vont suivre.

(Mai 1865.)

L'appareil reste disposé comme il l'était pour les expériences précédentes. La température extérieure est beaucoup plus élevée; cela donne aussi l'occasion de reconnaître si cette circonstance influe sensiblement sur les résultats.

Première série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	$5137^{mm}81$	5309,24	5339,41	5347,29
H	$758^{mm}31$	758,43	758,25	758,32
Π	$129^{gr}460$	133,753	134,431	134,407
π	$19^{gr}090$	19,086	19,072	19,042
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	19°45	19,56	19,67	20,19
$\Delta\theta$	0°23872	0,25306	0,25146	0,25677
$M\Delta\theta$	2220,19	2353,56	2338,67	2388,06
q	7,47	7,33	7,31	8,44
q'	1,19	1,28	2,89	1,43
Q	2228,85	2362,16	2347,27	2397,93
y	72°49	74,36	73,52	75,12
$\frac{Q}{F-H}$	0,5089	0,5191	0,5231	0,5225

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0°24085	0,25288	0,25005	0,25217
$M\Delta\theta$	2240,00	2351,88	2325,56	2345,28
s	2,30	2,86	2,63	2,60
s'	0,83	0,95	0,87	0,86
Q	2243,13	2355,69	2329,06	2348,74
y	72°95	74,16	72,95	73,57
$\frac{Q}{F-H}$	0,5122	0,5176	0,5084	0,5118

Moyenne de F — H = $4525^{mm}1$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases}\text{par compression} = 0,5184\\ \text{par détente} = 0,5125\end{cases}$

Deuxième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.
F	6649^{mm}22	8054,35	7290,25	6682,20	6713,81
H	758^{mm}42	759,24	759,35	759,51	756,29
Π	167^{gr}814	203,245	185,039	169,159	169,332
π	19^{gr}127	19,117	19,235	19,197	19,048
$\frac{\theta + \theta'}{2}$	18°91	19,47	17,70	18,32	19,36
Δθ	0°32372	0,40070	0,35852	0,32773	0,33163
MΔθ	3010,72	3726,70	3334,38	3048,02	3084,30
q	87,26	97,78	20,52	28,74	18,34
q'	1,66	1,89	1,71	1,60	1,79
Q	3099,64	3826,47	3356,61	3078,36	3104,44
y	77°77	79,27	76,38	76,62	77,19
$\frac{Q}{F - H}$	0,5262	0,5245	0,5139	0,5197	0,5211

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.
Δθ	0°32448	0,40883	0,37437	0,33232	0,33467
MΔθ	3017,80	3802,30	3481,80	3090,50	3112,56
s	4,94	8,35	6,58	5,06	4,39
s'	1,27	1,74	1,53	1,29	1,11
Q	3024,01	3812,39	3489,91	3096,85	3118,06
y	75°88	78,97	79,41	77,08	77,53
$\frac{Q}{F - H}$	0,5133	0,5226	0,5343	0,5229	0,5234

Moyenne de F — H = 6170^{mm}6

Moyenne de $\frac{Q}{F - H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0{,}5211 \\ \text{par détente} = 0{,}5233 \end{cases}$

Troisième serie.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
F	8624mm89	8761,46	8974,67	9133,01	8659,75	8731,51	8392,44	8624,08	8964,57	8374,44
H	760mm35	760,35	760,25	759,51	758,40	758,31	758,00	757,81	757,04	756,96
Π	218gr980	222,361	227,656	231,562	220,036	221,794	213,076	218,85	227,050	211,800
π	19gr253	19,235	19,235	19.204	19,221	19,215	19,197	19,18	19,121	19,110
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	17°86	17,99	18,14	18,29	17,50	17,60	17,80	17,93	18,60	18,74
Δθ	0°42973	0,44070	0,45840	0,46185	0,44256	0,44811	0,42229	0,43886	0,46028	0,42097
MΔθ	3987,36	4154,48	4263,80	4295,40	4116,00	4167,00	3927,50	4081,57	4280,80	3915,26
	31,97	34,35	37,77	45,50	14,55	15,25	15,61	18,30	26,52	23,67
q'	2,15	2,20	2,24	2,25	2,10	2,15	2,06	2,14	2,26	2,08
Q	4021,48	4191,03	4303,81	4343,15	4132,64	4185,00	3945,17	4102,01	4309,58	3940,95
y	77°32	79,85	79,59	78,96	79,08	79,45	77,96	78,92	79,92	78,31
$\frac{Q}{F-H}$	0,5113	0,5238	0,5239	0,5187	0,5230	0,5249	0,5166	0,5214	0,5251	0,5173

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
Δθ	0°44500	0,45177	0,45598	0,47101	0,44601	0,44431	0,42530	0,44068	0,46026	0,42677
MΔθ	4138,70	4201,64	4240,80	4380,60	4148,07	4132,26	3955,46	4098,50	4280,60	3969,13
s	9,39	9,45	9,80	10,40	9,63	9,45	8,29	8,96	9,38	7,78
s'	1,81	1,79	1,81	1,90	1,83	1,79	1,64	1,73	1,81	0,77
Q	4149,90	4212,88	4252,41	4392,99	4159,34	4143,48	3965,39	4109,19	4291,79	3977,08
y	79°79	79,77	78,65	77,82	79,59	78,66	78,36	79,06	79,50	79,04
$\frac{Q}{F-H}$	0,5277	0,5265	0,5176	0,5246	0,5264	0,5197	0,5194	0,5223	0,5229	0,5222

Troisième série.

Par compression.

	XI.	XII.	XIII.	XIV.	XV.	XVI.	XVII.	XVIII.	XIX.	XX.
F	8790mm,30	8253,06	9222,14	9169,97	9300,44	9032,12	9024,59	9483,60	8281,79	8205,66
H	756mm,66	756,41	756,29	761,58	761,47	761,28	760,94	760,79	760,87	756,65
Π	222gr,313	208,551	233,028	238,730	237,900	229,815	229,549	241,214	210,289	208,042
π	19gr,089	19,073	19,057	19,852	19,344	19,313	19,300	19,290	19,260	19,140
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	18°,94	19,10	19,30	16,88	16,91	17,29	17,38	17,48	17,78	18,13
$\Delta\theta$	0°,44684	0,42188	0,47205	0,47071	0,47411	0,46021	0,46208	0,48573	0,41354	0,41319
$M\Delta\theta$	4151,14	3923,65	4390,25	4377,80	4409,41	4280,13	4297,52	4517,48	3846,08	3842,83
q	17,61	24,30	32,88	— 4,53	— 2,79	2,40	2,99	5,43	4,72	18,62
q'	2,14	2,11	2,29	2,22	2,41	2,22	2,21	2,34	1,71	2,17
Q	4180,88	3950,06	4425,37	4375,49	4409,03	4284,75	4302,72	4525,25	3852,51	3863,62
y	78°,18	79,75	79,96	78,82	78,33	78,50	78,92	78,99	77,13	78,19
$\frac{Q}{F-H}$	0,5204	0,5209	0,5227	0,5203	0,5163	0,5180	0,5207	0,5188	0,5122	0,5186

Par détente.

	XI.	XII.	XIII.	XIV.	XV.	XVI.	XVII.	XVIII.	XIX.	XX.
$\Delta\theta$	0,44673	0,41615	0,47288	0,47315	0,47083	0,45923	0,46106	0,48721	0,42583	0,41823
$M\Delta\theta$	4154,66	3888,96	4397,97	4400,50	4378,90	4273,81	4288,04	4531,25	3960,39	3889,70
s	9,02	7,83	10,06	11,05	11,14	10,40	10,66	11,80	8,76	7,76
s'	1,70	1,58	1,79	2,00	1,98	1,91	1,96	2,05	1,77	1,57
Q	4165,38	3898,37	4409,82	4413,55	4392,02	4286,12	4300,66	4545,10	3970,92	3899,03
y	78°,80	78,71	79,68	79,50	78,03	78,53	78,83	79,34	79,50	78,91
$\frac{Q}{F-H}$	0,5185	0,5200	0,5209	0,5249	0,5143	0,5182	0,5204	0,5210	0,5279	0,5222

On déduit de là

Moyenne de F — H = 8041mm,2

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{par la compression} = 0{,}5200 \\ \text{par la détente} = 0{,}5218 \end{cases}$$

Quatrième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	$11682^{mm}28$	11688,96	11596,99	11605,87	11510,16	11609,92
H	$757^{mm}47$	757,17	756,84	756,65	760,37	760,37
Π	$297^{gr}518$	297,525	294,990	295,044	293,003	295,519
π	$19^{gr}204$	19,186	19,167	19,151	19,273	19,266
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	17°58	17,74	17,89	18,07	17,65	17,75
Δθ	0°60978	0,60504	0,60178	0,59517	0,59899	0,60947
MΔθ	5671,20	5627,10	5596,78	5535,31	5570,84	5668,31
q	34,24	35,76	37,47	38,86	18,01	18,57
q'	2,99	2,97	3,04	2,91	2,90	2,90
Q	5708,43	5665,83	5637,29	5577,08	5591,75	5689,78
y	80°78	80,18	80,46	79,59	80,35	81,07
$\frac{Q}{F-H}$	0,5225	0,5182	0,5200	0,5140	0,5201	0,5196
Δθ	0°60212	0,61973	0,59720	0,60711	0,60515	0,60240
MΔθ	5600,00	5763,73	5554,20	5646,36	5628,13	5602,56
s	18,17	18,19	17,42	17,03	14,75	18,30
s'	2,51	2,51	2,42	2,37	2,54	2,55
Q	5620,68	5784,43	5574,04	5665,75	5645,42	5623,41
y	79°54	81,86	79,56	80,85	81,12	80,12
$\frac{Q}{F-H}$	0,5145	0,5291	0,5142	0,5222	0,5251	0,5135

Moyenne de F — H = $10874^{mm}2$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\left\{\begin{array}{l}\text{par compression} = 0{,}5191\\ \text{par détente} = 0{,}5197\end{array}\right.$

Ainsi ces quatre séries d'expériences, dans lesquelles on a manœuvré la vis régulatrice de façon que *l'entrée du gaz dans le réservoir calorimétrique pendant la période de compression mît, à peu près, le même temps que la sortie du même gaz pendant la période de détente*, ont donné les résultats suivants :

	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ Par compression.	$\frac{Q}{F-H}$ Par détente.
1re série....	4525,1	0,5184	0,5125
2e série....	6170,6	0,5211	0,5233
3e série....	8041,2	0,5200	0,5218
4e série....	10874,2	0,5191	0,5197
	Moyennes =	0,5197	0,5192

On reconnaît ici clairement :

1° Que les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ restent les mêmes pour tous les changements de pression F — H;

2° Que ces valeurs sont sensiblement les mêmes pour la compression et pour la détente, si l'on donne au gaz la même vitesse d'écoulement dans chaque période.

3° Que la somme des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ pour la compression et pour la détente est 1,0407,
nombre qui diffère bien peu de ceux que nous avons trouvés pages 815, 823, et 843.

Après m'être assuré que, dans ma manière d'opérer, la chaleur dégagée par la compression n'est égale à celle qui est absorbée par la détente que si les forces vives sont parfaitement les mêmes à l'entrée et à la sortie, j'ai voulu reconnaître si, en faisant la compression aussi rapidement que possible, et en opérant la détente lentement comme à l'ordinaire, je ne parviendrais pas à rendre le refroidissement du calorimètre par la détente supérieur à son échauffement par la compression. Dans ce cas, le calorimètre devait recevoir le maximum d'échauffement par suite de l'anéantissement du mouvement du gaz arrivant avec grande vitesse; mais je pensais que le gaz refroidi par sa détente dans le grand réservoir à air comprimé, traverserait le serpentin de la cuve ABCD trop vite pour prendre la température de l'eau de cette cuve. Il arriverait donc, refroidi, dans le réservoir calorimétrique et déterminerait un refroidissement du calorimètre qui pourrait l'emporter sur le réchauffement produit par l'anéantissement d'une plus grande force vive. Ce dernier résultat a été en effet atteint dans les expériences suivantes.

Première série (juin 1865).

On ne fait pas fonctionner la vis régulatrice V; on l'ouvre complétement afin de faire arriver l'air dans le réservoir calorimétrique avec le plus de vitesse possible. La période de

détente s'exécute exactement dans les mêmes conditions que pour les expériences précédentes.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	$7601^{mm}98$	8336,89	9359,30	9128,74
H	$759^{mm}83$	766,17	765,85	765,13
Π	$192^{gr}365$	211,954	237,899	231,692
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$18^{\circ}58$	17,36	17,63	18,00
$\Delta\theta$	$0^{\circ}37211$	0,42303	0,47633	0,46176
$M\Delta\theta$	3460,77	3934,35	4430,06	4294,55
q	6,42	— 22,50	— 19,15	— 11,80
q'	1,90	2,23	2,42	2,33
Q	3469,09	3914,08	4413,33	4285,08
y	$75^{\circ}93$	77,75	78,11	77,87
$\frac{Q}{F-H}$	0,5070	0,5170	0,5136	0,5123

Par détente.

$\Delta\theta$	$0^{\circ}38222$	0,44026	0,47899	0,46610
$M\Delta\theta$	3554,80	4094,60	4454,80	4334,91
s	6,54	8,51	10,53	10,29
s'	1,45	1,72	1,87	1,89
Q	3562,79	4104,83	4467,20	4347,09
y	$77^{\circ}98$	81,54	79,06	79,00
$\frac{Q}{F-H}$	0,5207	0,5422	0,5198	0,5197

Moyenne de $F - H = 7842^{mm}5$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression $= 0,5125$; par détente $= 0,5256$

La valeur de $\frac{Q}{F-H}$ est donc ici moins grande pour la compression que pour la détente. Ainsi le gaz arrive dans le réservoir calorimétrique avec une température inférieure à celle de la cuve ABCD; le calorimètre en éprouve un refroi-

dissement qui l'emporte sur le réchauffement occasionné par la destruction de la force vive du gaz arrivant.

Cette expérience a été faite pour montrer comment, en modifiant les conditions de l'expérience, on peut faire dominer à volonté la chaleur dégagée par la compression sur la chaleur absorbée par la détente, et *vice versa*. J'explique ainsi complètement les oscillations des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ que j'ai rencontrées dans mes expériences de 1864 et de 1865. Ces oscillations étaient plus faibles dans mes expériences de 1854 et de 1855 parce que je donnais au courant gazeux des vitesses beaucoup moindres.

Seconde série.

On fait fonctionner la vis régulatrice V et on la règle de manière à faire entrer l'air dans le réservoir calorimétrique, de façon que la durée de l'introduction soit sensiblement égale à celle de la détente.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	$9401^{mm}13$	8043,71	9791,52	7500,68
H	$764^{mm}98$	764,50	764,26	764,26
Π	$238^{gr}449$	203,725	248,067	189,634
π	$19^{gr}350$	19,325	19,306	19,291
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	18°23	18,39	18,64	18,79
$\Delta\theta$	0°48970	0,40717	0,50305	0,37690
$M\Delta\theta$	4554,40	3786,84	4678,56	3505,32
q	— 5,98	— 5,30	3,80	— 0,85
q'	2,52	2,21	2,77	2,15
Q	4550,93	3783,75	4685,13	3506,62
y	80°36	78,20	79,51	77,86
$\frac{Q}{F-H}$	0,5269	0,5198	0,5190	0,5205

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
$\Delta\theta$	0,48801	0,40772	0,50948	0,36625
$M\Delta\theta$	4538,68	3791,96	4738,36	3406,27
s	11,48	7,36	11,57	5,95
s'	2,02	0,77	1,95	1,35
Q	4552,18	3800,09	4751,88	3413,57
y	80,38	78,53	80,64	75,80
$\frac{Q}{F-H}$	0,5271	0,5221	0,5264	0,5067

Moyenne de $F - H = 7919^{mm},7$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ $\begin{cases} \text{par compression} = 0,5215 \\ \text{par détente} \quad = 0,5206 \end{cases}$

La valeur moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ pour la compression est ici sensiblement la même que celle qui a été obtenue pour la détente. C'est une confirmation de la conclusion que j'ai posée page 851.

Expériences de 1865 *sur les gaz acide carbonique et hydrogène.*

Les expériences que j'ai décrites jusqu'ici pour des gaz autres que l'air atmosphérique n'ont été faites que par détente. Je comprimais directement dans le récipient du calorimètre, à l'aide d'une pompe foulante à main, le gaz préalablement recueilli dans des cloches; cela n'exigeait pas la préparation d'une quantité aussi considérable de gaz.

Néanmoins j'attachais un grand intérêt à opérer successivement par compression, puis par détente, sur un gaz qui, tel que l'acide carbonique s'éloigne beaucoup de la loi de Mariotte. J'espérais ainsi mettre plus en évidence les perturbations occasionnées par les vitesses plus ou moins grandes que le gaz possède, soit à l'arrivée, soit à la sortie. Les expériences que je vais décrire ont été faites à ce point de vue.

Acide carbonique (juin 1865).

La disposition de l'appareil et la manœuvre restent les mêmes que pour les expériences qui précèdent.

Les cinq séries d'expériences ont été faites sous des pressions de plus en plus grandes afin de constater plus nettement la variation du rapport $\frac{Q}{F-H}$ avec l'excès de pression, telle que je l'avais reconnue précédemment (pages 775 et 827) dans mes expériences par détente.

Nous prenons pour la capacité calorifique de l'acide carbonique à la température $\frac{\theta+\theta'}{2}$ les nombres inscrits dans la table de la page 771.

Première série.

Par compression.

	I.	II.
F	$3460^{mm}87$	2702,27
H	$766^{mm}58$	766,58
Π	$136^{gr}390$	105,925
π	$29^{gr}710$	29,705
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	18°11	18,14
Δθ	0°15321	0,11341
MΔθ	1424,91	1054,75
q	— 3,53	— 2,91
q'	0,93	0,72
Q	1422,31	1052,57
y	56°44	53,78
$\frac{Q}{F-H}$	0,5279	0,5438

Compression en 6'.

Par détente.

	I.	II.
Δθ	0,16137	0,12126
MΔθ	1500,80	1127,77
s	1,32	0,58
s'	0,74	0,45
Q	1502,86	1128,80
y	59°64	57,62
$\frac{Q}{F-H}$	0,5579	0,5832

Détente en 6'.

Moyenne de F — H = $2314^{mm}9$

Moyenne de $\frac{Q}{-H}$ { par compression = 0,5358 ; par détente = 0,5705 }

La chaleur absorbée par la détente est ici notablement plus grande que celle qui a été dégagée par la compression.

Deuxième série (mai 1865).

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	4929mm44	5310,81	4970,70	4887,19	4966,21	5237,14
H	756mm07	756,27	753,27	756,23	749,28	766,51
Π	194gr068	209,469	195,457	191,845	195,411	207,264
π	28gr990	28,952	28,938	28,923	28,702	29,469
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	21°23	21,72	21,85	21,48	21,52	20,51
Δθ	0°24032	0,26880	0,24757	0,24651	0,25005	0,26024
MΔθ	2235,07	2499,94	2302,50	2292,64	2325,56	2420,23
q	0,29	3,97	5,85	4,36	6,87	— 4,40
q'	1,57	1,62	1,50	1,42	1,38	1,77
Q	2236,93	2505,53	2309,85	2298,42	2333,81	2417,60
γ	62°38	64,74	63,97	64,84	64,64	63,13
$\frac{Q}{F-H}$	0,5360	0,5501	0,5477	0,5564	0,5534	0,5408

Compression en 5′.

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Δθ	0°25111	0,27551	0,25182	0,24156	0,25341	0,27157
MΔθ	2335,42	2562,35	2342,02	2246,60	2356,81	2525,71
s	3,08	2,86	3,14	3,10	3,51	3,51
s'	1,09	0,92	1,09	1,10	1,21	1,17
Q	2339,59	2566,13	2346,25	2250,80	2361,53	2530,39
y	65°25	66,31	64,97	63,50	65,41	66,08
$\frac{Q}{F-H}$	0,5606	0,5634	0,5634	0,5449	0,5600	0,5660

Détente en 8′

Moyenne de F — H = 4440mm9

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5474 ; par détente = 0,5586

Troisième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	$6219^{mm}53$	6623,81	6729,18	6964,48
H	$756^{mm}23$	750,95	749,16	766,51
Π	$246^{gr}561$	264,692	268,603	279,748
π	$28^{gr}902$	28,822	28,701	29,483
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	$22^{\circ}21$	21,49	21,52	20,43
Δθ	$0^{\circ}31017$	0,34572	0,35562	0,36770
MΔθ	2884,70	3215,33	3307,40	3419,75
q	9,93	5,10	14,27	— 3,42
q'	1,68	2,00	1,98	2,26
Q	2896,31	3222,43	3323,65	3418,59
y	$63^{\circ}57$	65,89	66,97	66,16
$\frac{Q}{F-H}$	0,5301	0,5487	0,5558	0,5516

Compression en 6'.

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.
Δθ	$0^{\circ}33405$	0,37667	0,37313	0,39835
MΔθ	3106,80	3503,18	3470,26	3704,81
s	6,27	7,23	7,62	7,35
s'	1,67	1,77	1,82	1,74
Q	3114,74	3512,18	3479,70	3713,90
y	$68^{\circ}19$	71,82	70,12	71,87
$\frac{Q}{F-H}$	0,5701	0,5980	0,5819	0,5692

Détente en 9'.

Moyenne de $F - H = 5878^{mm}5$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5465
{ par détente = 0,5873

Quatrième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
F	8857mm33	8959,21	8036,09	8773,60	8324,56	7314,48
H	750mm98	766,51	759,93	760,48	760,57	760,43
Π	360gr889	366,193	325,856	357,788	337,756	293,819
π	28gr832	29,496	29,232	29,240	29,217	29,174
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	20°99	20,99	20,42	20,57	20,85	21,18
Δθ	0°49426	0,49405	0,44049	0,48429	0,45545	0,39458
MΔθ	4596,81	4594,86	4096,73	4504,10	4235,86	3669,75
q	16,87	2,67	— 44,77	— 42,61	— 32,60	— 23,66
q'	2,87	2,38	2,53	2,81	2,89	2,39
Q	4616,55	4599,91	4054,49	4464,30	4206,15	3648,48
y	69°24	68,00	67,35	67,53	67,40	67,21
$\frac{Q}{F-H}$	0,5695	0,5614	0,5572	0,5571	0,5561	0,5567

Compression en 6′.

Par détente.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Δθ	0°53688	0,56226	0,48222	0,53458	0,49421	0,41964
MΔθ	4993,20	5229,24	4484,83	4971,80	4596,34	3902,82
s	14,72	15,18	11,78	14,32	12,25	9,29
s'	2,56	2,67	2,32	2,54	2,32	2,05
Q	5010,48	5247,09	4498,93	4988,66	4610,91	3914,16
y	75°14	70,73	74,72	75,47	73,89	72,10
$\frac{Q}{F-H}$	0,6181	0,6404	0,6183	0,6226	0,6096	0,5972

Détente en 10′.

Moyenne de F — H = 7617mm8

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5597 ; par détente = 0,6177 }

Cinquième série.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.
F	9893^{mm}76	9259,04	9965,86	9203,55
H	760^{mm}45	760,45	749,60	749,25
Π	406^{gr}060	377,757	409,181	375,292
π	29^{gr}155	29,148	28,726	28,707
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	21°46	21,50	21,54	21,58
Δθ	0°56917	0,52700	0,57508	0,50682
MΔθ	5293,50	4901,30	5348,47	4713,62
q	— 16,71	— 17,39	38,51	32,01
q'	3,31	3,03	3,14	2,82
Q	5280,10	4886,94	5390,12	4748,45
y	70°38	70,02	71,30	69,00
$\frac{Q}{F-H}$	0,5781	0,5750	0,5848	0,5616

Compression en 7'.

Par détente.

Δθ	0°61701	0,55943	0,62707	0,57207
MΔθ	5738,43	5202,92	5832,00	5320,50
s	19,77	16,68	20,45	16,45
s'	3,06	2,79	3,09	2,72
Q	5761,26	5222,39	5855,54	5339,67
y	76°49	74,83	77,45	77,01
$\frac{Q}{F-H}$	0,6308	0,6145	0,6353	0,6309

Détente en 12'.

Moyenne de F — H = 8825^{mm}6

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression = 0,5749
par détente = 0,6279

Je résume ici ces expériences sur la compression et sur la détente de l'acide carbonique.

	F — H	$\frac{Q}{F-H}$ Par compression.	$\frac{Q}{F-H}$ Par détente.
1re série....	2314mm9	0,5358	0,5705
2e série....	4440,7	0,5474	0,5586
3e série....	6878,5	0,5465	0,5873
4e série....	7617,8	0,5597	0,6177
5e série....	8825,6	0,5749	0,6279

Le premier fait qui frappe à l'inspection de ce tableau, c'est que *la chaleur dégagée par la compression est notablement moindre que celle qui est absorbée pendant la détente.* Je ne vois aucun moyen de l'expliquer ; je ne puis pas l'attribuer à un dérangement de l'appareil, car pendant toute la période par compression la totalité de l'appareil restant en communication avec le manomètre, la moindre fuite du gaz serait apperçue, après l'entrée du gaz dans le calorimètre, par l'observateur qui reste en permanence auprès du manomètre. Pendant la période de détente, le calorimètre étant complètement séparé du reste de l'appareil, l'apparition soudaine d'une fuite n'est guères probable et, dans tous les cas, elle ne pourrait exercer une influence sensible sur les résultats de l'expérience. Je me propose, à la première occasion de continuer ces recherches, et d'éclaircir ce fait.

Quoi qu'il en soit, les expériences par détente s'accordent parfaitement avec celles que j'ai données, page 827, elles conduisent donc à la même conclusion, savoir :

Pour l'acide carbonique, $\frac{Q}{F-H}$ n'est pas le même pour les diverses valeurs de F — H, comme nous l'avons trouvé pour l'air atmosphérique, mais il augmente assez rapidement avec les valeurs de F — H.

Expériences sur l'hydrogène (juin 1865).

Rien n'est changé dans l'appareil, ni dans la manière d'opérer.

Chaleur spécifique de l'hydrogène en poids = 3,409.

Par compression.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.
F	5730^{mm}93	5231,12	4117,51	7806,61	7663,7	7473,19	8094,22	6081,75	4550,62
H	762^{mm}56	762,65	762,56	763,40	763,0	762,60	762,16	761,71	761,71
Π	9^{gr}9371	9,0680	7,1393	13,4783	13,2285	12,883	14,202	10,470	7,840
π	1^{gr}3271	1,3263	1,3254	1,3253	1,324	1,321	1,345	1,317	1,316
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	19°97	20,15	20,31	20,75	20,85	21,27	21,47	22,00	22,11
Δθ	0°27304	0,23921	0,18501	0,38961	0,36664	0,36556	0,40196	0,2928	0,20867
MΔθ	2539,38	2224,75	1729,04	3623,53	3409,90	3399,85	3738,38	2723,06	940,71
q	1,44	2,51	— 3,19	9,57	7,63	4,30	10,21	4,87	1,22
q'	1,42	1,86	1,08	1,86	1,46	1,80	2,04	1,58	1,14
Q	2542,24	2228,62	1726,93	3634,96	3418,99	3405,95	3750,63	2729,51	1943,07
y	79°58	72,09	70,95	79,11	75,82	77,55	77,46	76,47	72,70
$\frac{Q}{F-H}$	0,5117	0,4987	0,5147	0,5156	0,4955	0,5075	0,5115	0,5130	0,5129

Par détente.

$\Delta\theta$	0°28423	0,25111	0,18315	0,38540	0,30979	0,30613	0,30668	0,28537	0,21162
$M\Delta\theta$	2643,45	2335,42	1703,57	3584,37	3439,20	3405,15	3707,41	2654,05	1968,15
s	2,64	2,27	1,13	6,92	6,57	6,03	7,19	3,56	1,76
s'	0,82	0,77	0,51	1,54	1,46	1,38	1,50	1,03	0,71
Q	2646,91	2338,46	1705,01	3592,80	3447,23	3412,56	3716,10	2658,64	1970,62
	82°85	75,64	70,05	78,19	76,44	77,70	76,75	74,48	73,73
$\frac{Q}{F-H}$	0,5327	0,5283	0,5082	0,5101	0,4995	0,5085	0,5068	0,4997	0,5201

Moyenne de $F - H = 6209^{mm}7$

Moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ { par compression $= 0{,}5090$
par détente $= 0{,}5121$

La valeur moyenne de $\frac{Q}{F-H}$ est la même par la détente et par la compression. Elle est sensiblement moindre que celle que nous avons trouvée pour l'air atmosphérique, page 851.

RÉSUMÉ DES EXPÉRIENCES

DE LA DEUXIÈME PARTIE DU MÉMOIRE.

Cherchons maintenant comment on peut formuler ces expériences dans la théorie mécanique de la chaleur, sans y introduire d'autres lois que celles qui ont été démontrées pour les gaz. Nous commencerons par la période de compression.

Période de compression.

Dans nos expériences, l'air est contenu dans un grand réservoir, maintenu à une température constante T pendant chaque expérience ; mais la pression de l'air varie par le fait de l'expérience ;

> Sa pression initiale est F_0, exprimée en millimètres de mercure ;
>
> Sa pression finale est F, exprimée en millimètres de mercure.

Désignons, comme dans le tableau de la page 737, par

π le poids de l'air contenu dans le réservoir calorimétrique sous la pression initiale H,

Π le poids de l'air contenu dans le réservoir calorimétrique sous la pression finale F,

T la température, sensiblement constante pendant une expérience, du bain qui contient le serpentin. Dans toutes mes expériences on avait soin que cette température fût à très-peu près la même que celle de l'eau de la cuve qui contient le grand réservoir. Dans les calculs nous supposerons ces températures identiques,

θ la température initiale du calorimètre,

θ' sa température finale,

$\Delta\theta$ l'élévation de température subie par le calorimètre, corrigée des perturbations extérieures,

Q la chaleur qui est devenue libre par la compression.

Remplaçons, *par la pensée*, notre grand réservoir à air par un autre réservoir qui consisterait en un cylindre dont la section serait de 1 mètre carré, dans lequel se mouvrait un piston sans pesanteur, soumis extérieurement à une pression constante f exprimée en atmosphères, et que je supposerai égale à la moyenne $\frac{F_0 + F}{2.760}$ des pressions initiale et finale de notre réservoir réel, l'air intérieur conservant la même température. Nous admettons ainsi que la force élastique à l'intérieur du grand réservoir sera constamment $\frac{F_0 + F}{2}$ pendant notre expérience.

Dans ce cas, l'air qui passe du grand réservoir dans le réservoir calorimétrique aura fait descendre le piston d'une quantité h. Le piston aura donc produit un travail représenté par

$$10333.1^{mc}h.\frac{F_0 + F}{2.760}.$$

dont l'équivalent calorifique Q est

$$Q = \frac{10333}{E.760}\, h\, \frac{F_0 + F}{2}.$$

E représentant l'équivalent mécanique *théorique* de la chaleur, c'est-à-dire celui qui appartient au fluide élastique idéal.

Si V représente la capacité, supposée invariable, du réservoir calorimétrique, on a

$$1^{mc}h.\,1,2932.\,\frac{F_0 + F}{2.760}\,\frac{1}{1+\alpha T} = V.\,\frac{1,2932}{760}\left(\frac{F}{1+\alpha\theta'} - \frac{H}{1+\alpha\theta}\right),$$

d'où

$$1^{mc}h.\,\frac{F_0 + F}{2} = V\left(\frac{F}{1+\alpha\theta'} - \frac{H}{1+\alpha\theta}\right)(1+\alpha T).$$

Cela donne

$$Q = \frac{10333}{E.760}\, V\left(\frac{F}{1+\alpha\theta'} - \frac{H}{1+\alpha\theta}\right)(1+\alpha T). \qquad (1)$$

Cette équation se rapporte au fluide idéal, dans un vase de capacité invariable V.

Mais on peut se rapprocher davantage de la vérité, en introduisant les poids d'air Π et π, pour lesquels on a fait la correction de la loi de Mariotte, et de la compressibilité du réservoir calorimétrique. On peut remplacer en effet l'expression

$$V.\,\frac{1,2932}{760}\left(\frac{F}{1+\alpha\theta'} - \frac{H}{1+\alpha\theta}\right)$$

qui représente le poids du gaz, par $\Pi - \pi$.

Par suite

$$Q = \frac{10333}{1,2932\,.\,E}(\Pi - \pi)(1+\alpha T). \qquad (2)$$

Dans ces formules, l'unité de surface est le mètre carré, l'unité de poids est le kilogramme, et l'unité de chaleur, *la calorie*, est la quantité de chaleur qui élève de 1 degré la température de 1 kilogramme d'eau.

Dans mes tableaux numériques d'expériences, les poids Π et π sont exprimés en grammes, l'unité de chaleur est la quantité de chaleur qui élève de 1 degré un gramme d'eau. Ainsi, afin de pouvoir se servir des données numériques de mes tableaux, il faut remplacer dans les formules (1) et (2) Π par $\frac{\Pi}{1000}$, π par $\frac{\pi}{1000}$, enfin Q par $\frac{Q}{1000}$. Mais ces substitutions ne changent pas ces formules.

Dans ce qui précède nous avons admis que l'air atmosphérique est un élastique parfait; c'est dire qu'il n'y a aucune consommation de travail par des réactions moléculaires intérieures.

La totalité du gaz chassé du grand réservoir se rend dans le petit réservoir calorimétrique, où il reprend l'état de repos. Si donc nous *négligeons* ce qui a pu se passer dans l'air entre sa sortie du grand réservoir et son entrée dans le réservoir calorimétrique, nous avons le droit de dire que la totalité du mouvement se transforme en chaleur dans le calorimètre. Les changements de force vive que l'air *matériel* subit dans son passage du grand réservoir au petit ne troublent pas le phénomène, car la force vive, *par hypothèse*, est donnée par le travail exécuté dans le grand réservoir, et elle s'anéantit entièrement dans le réservoir calorimétrique.

Dans notre calcul, nous avons supposé que l'air ne changeait de température dans aucune partie de son parcours,

car nous avons admis que T reste constant. Cela n'est pas réalisable dans nos expériences, car aucune détermination calorimétrique ne serait possible s'il n'y avait pas variation de température. Voyons comment j'ai cherché à approcher le plus possible de cette condition.

La température de l'eau qui environne le gros réservoir diffère toujours très-peu de celle qui enveloppe le serpentin intercalé entre le gros réservoir et le calorimètre. Pour chaque expérience, on note la température T de l'eau qui enveloppe le serpentin, et l'on ramène par le calcul la température finale θ' du gaz dans le calorimètre à la température T. En un mot, la quantité de chaleur Q, telle que je la déduis de l'expérience, a été corrigée pour les changements de température que l'air a subis; elle convient donc au cas où l'air resterait constamment à la température T.

Mais en est-il de même pendant la détente de l'air dans le grand réservoir? Mon expérience réelle satisfait-elle aux conditions que j'ai signalées pour le cas idéal sur lequel mon calcul est basé? Évidemment non. Ainsi l'air ne reste pas sous pression constante, il se détend dans mon réservoir réel; il en résulte un refroidissement notable que le rayonnement des parois ne compense nullement. L'air sort, refroidi, du grand réservoir et reprend sa température primitive T en traversant le long serpentin qui reste toujours à cette température. Il pénètre bien à la température T dans le calorimètre, après s'être réchauffé aux dépens de l'eau qui environne le serpentin; mais le travail moteur qui se développe dans le grand réservoir est influencé par l'abaissement de température que l'air y subit par la détente. L'erreur qui

peut résulter de ce fait sera d'autant plus faible que la capacité du récipient à air du calorimètre sera une fraction plus petite de celle du grand réservoir à air comprimé. Elle ne sera nulle que quand cette fraction sera infiniment petite.

Le travail dans le grand réservoir, tel que je l'ai calculé, doit donc être corrigé pour la perte de chaleur que le gaz éprouve pendant la détente. Je ne connais aucun moyen théorique ou expérimental, pour déterminer cette correction avec quelque précision. L'expérience directe pourrait seule en fournir les éléments. J'ai dans mes registres un grand nombre d'expériences faites en vue de fixer la loi $f(v, F) = 0$, qui lie les vitesses d'écoulement et les excès de pression, à travers des ajutages de formes variées, qui souvent n'étaient rien autre chose que les appareils à travers lesquels l'écoulement se faisait dans mes recherches. Je me propose de les publier dans leur ensemble quand mes loisirs me le permettront.

J'ai voulu aussi déterminer par la méthode indiquée (page 712) le refroidissement que le gaz subissait aux divers moments de la détente. Mais c'est une étude longue et laborieuse, que je n'ai pas encore eu le temps de mettre en ordre. Ces deux séries d'expériences fourniraient les éléments nécessaires pour calculer l'abaissement de température que l'air éprouve dans mon grand réservoir pour une vitesse déterminée d'écoulement, par conséquent aussi la quantité de travail qui y correspond.

Dans le calcul se rapportant à l'expérience fictive, nous n'avons pas eu à nous préoccuper de là force vive que prennent les molécules matérielles de l'air. Nous avons supposé

que cette force vive était donnée par le travail fait par le piston, et comme cette force vive se transforme en chaleur dans le calorimètre, toutes les conditions du problème étaient satisfaites. Mais voyons s'il en est ainsi dans nos expériences réelles. Nous distinguerons plusieurs cas :

1° Le serpentin qui joint le grand réservoir à air comprimé avec le réservoir calorimétrique est formé par un long fil capillaire tourné en hélice.

Dans ce cas, l'air, à l'entrée du serpentin, a la force élastique F du grand réservoir; la première impulsion, *la première force vive*, est donnée par le travail du grand réservoir, mais la détente se continue ensuite régulièrement dans le long tube capillaire, comme le prouve l'expérience de la page 708, jusqu'à ce que, à la sortie du serpentin, cette force élastique soit égale à la force élastique variable f de l'air du réservoir calorimétrique. Ainsi, dans ce cas, *la plus grande partie de la force vive qui se transformera en chaleur dans le calorimètre n'est pas fournie par le travail du grand réservoir, mais bien par la chaleur du bain d'eau dans lequel le serpentin capillaire est plongé.*

2° Le serpentin est formé par un tube de grande section, muni d'un orifice capillaire situé à la jonction du grand réservoir.

Lorsque le serpentin a une grande section, on est obligé d'interposer un orifice capillaire, car, sans cela, l'air se précipiterait dans le calorimètre avec une extrême vitesse, et l'on ne pourrait savoir avec quelle température il y arrive.

Dans mes expériences, l'orifice capillaire était formé souvent par un bout d'un tube capillaire que je mastiquais à

l'entrée *b* du serpentin (fig. 7, planche IV), d'autres fois par la vis régulatrice V de la figure 13. Dans les deux cas, la force vive est encore prise au dehors du grand réservoir et aux dépens de la chaleur extérieure; mais comme la plus grande partie de cette force vive s'anéantit dans le large serpentin, en avant du calorimètre, la chaleur prise par le gaz à ce serpentin, par conséquent à l'eau qui l'environne dans la cuve ABCD, est beaucoup plus faible que lorsque le serpentin était formé par un fil capillaire. En tout cas, la force vive qui s'anéantit dans le calorimètre est moindre dans ce cas que dans le premier.

3° Le serpentin est formé par un tube de grande section, mais l'orifice capillaire est placé à l'autre extrémité du serpentin, à celle qui pénètre à l'intérieur du réservoir calorimétrique.

C'est le même bout de tube capillaire en verre que je mastique à l'extrémité *m* (fig. 13) du serpentin entrant dans le réservoir calorimétrique. Souvent j'ai fermé cette extrémité par une plaque en métal percée d'un orifice capillaire. Le gaz arrive alors dans le calorimètre avec une vitesse beaucoup plus grande, mais son accroissement de force vive, depuis le large serpentin, ayant été acquis dans la petite partie capillaire intérieure au calorimètre, par conséquent aux dépens de la chaleur du gaz et de celle du calorimètre, la correction doit être insensible.

Il résulte de là que le moyen le plus simple d'apprécier l'influence des forces vives sur la quantité Q de chaleur consisterait à faire deux séries d'expériences :

L'une en faisant arriver l'air par un long fil capillaire d'argent, plongé dans la cuve qui le maintient constamment à la

température T, et débouchant à l'intérieur du réservoir calorimétrique;

L'autre en faisant cheminer l'air dans un serpentin à large section, plongé dans la même cuve, et dont l'extrémité, pénétrant assez loin dans le réservoir calorimétrique, se terminerait par le même fil capillaire, ou par un orifice très-étroit débitant, dans le même temps, sensiblement la même quantité d'air que le fil capillaire d'argent.

La valeur de Q doit être sensiblement plus grande dans la première série que dans la seconde. Mais la différence sera toujours très-petite, et l'on ne pourra l'obtenir avec quelque certitude que si les valeurs de Q sont d'une exactitude absolue, ce que l'on ne peut pas espérer.

Les limites entre lesquelles il est permis de faire varier les vitesses du gaz sont peu étendues. Car si le gaz chemine trop vite, on ne peut pas répondre de la température avec laquelle il pénètre dans le calorimètre; et s'il arrive très-lentement, on prolonge beaucoup la durée de l'expérience, et l'on augmente ainsi considérablement l'influence des causes perturbatrices extérieures, laquelle ne peut jamais être déterminée avec une précision suffisante.

Les formules (1) et (2) ne s'appliquent donc rigoureusement qu'à un fluide élastique parfait, ce qui est un cas irréalisable, parce que chaque gaz apporte avec lui des caractères spécifiques.

Supposons maintenant que l'on comprime l'air directement dans le réservoir calorimétrique depuis la pression atmosphérique H jusqu'à la pression F, en maintenant sa

température constante. On a alors, en écrivant que la chaleur dégagée équivaut au travail produit, pour un gaz parfait, c'est-à-dire pour le *fluide idéal*, et pour un vase inextensible :

$$Q'' = \frac{10333}{E.760} VF \log_n \frac{H}{F}. \tag{3}$$

Pour comparer cette quantité de chaleur Q'' à celle Q que l'on obtient dans notre manière d'opérer, il faut ramener l'équation (1) aux mêmes conditions d'invariabilité de température, c'est-à-dire poser

$$\theta = \theta' = T.$$

L'équation (1) devient alors

$$Q = \frac{10333}{E.760} V (F - H). \tag{4}$$

Le rapport entre les quantités de chaleur Q et Q'' est

$$\frac{Q}{Q''} = \frac{F - H}{F \log_n \frac{H}{F}}. \tag{5}$$

Ce rapport est toujours plus grand que l'unité, et il augmente avec la pression F. Quand F est égal à 10 H, on a $\frac{Q}{Q''} = 3,909$; ainsi alors il y a quatre fois plus de chaleur dégagée dans notre manière d'opérer que lorsqu'on comprime directement l'air atmosphérique par une pompe. Cela ne doit pas étonner, car dans notre expérience le travail élémentaire dépensé correspond toujours à 10 atmosphères, tandis que, dans la compression directe par la pompe, le travail élémentaire dépensé correspond à une pression qui passe successivement de 1 à 10 atmosphères.

Période de détente.

L'air existe dans le réservoir comprimé sous la pression F. Au moment de l'ouverture d'un petit orifice, il s'échappe, mais en parcourant, détendu, un long serpentin situé à l'intérieur du calorimètre, et il sort finalement avec une faible vitesse et en équilibre de température avec l'eau de ce calorimètre.

Prenons le cas du fluide élastique parfait, et de plus immatériel. Dans ce cas, nous n'avons pas à nous occuper de phénomènes moléculaires intérieurs, ni de la force vive variable que les molécules conservent au sortir du calorimètre.

La chaleur perdue par le calorimètre est l'équivalent du travail produit par un gaz prenant l'accroissement de volume U et qui sort en repoussant la pression atmosphérique H. Elle a donc pour valeur

$$Q' = \frac{10333}{E} \cdot \frac{UH}{760}.$$

Désignons toujours la température initiale du calorimètre par θ, sa température finale par θ', nous avons pour le poids du gaz sorti de notre réservoir calorimétrique ayant une capacité invariable V

$$\frac{1,29312}{760}\left(\frac{VF}{1+\alpha\theta} + \frac{vH}{1+\alpha\theta}\right) - \frac{1,29312}{760}\left(\frac{VH}{1+\alpha\theta'} + \frac{vH}{1+\alpha\theta'}\right),$$

v représentant la capacité de l'appendice ajouté au réservoir calorimétrique, et dans lequel le gaz détendu circule pour

se mettre en équilibre de température avec l'eau du calorimètre, et perdre la plus grande partie de la force vive acquise au passage de l'orifice capillaire.

Nous admettrons que le volume U est constamment à la température $\frac{\theta+\theta'}{2}$, moyenne des températures initiale et finale du calorimètre. Le volume U pèse donc

$$\frac{1,2932\,\mathrm{UH}}{\left(1+\alpha\frac{\theta+\theta'}{2}\right).760}.$$

Ce poids est égal à celui du gaz sorti dans l'expérience, ainsi on a

$$\mathrm{UH}=\left(1+\alpha\frac{\theta+\theta'}{2}\right)\left\{\left(\frac{\mathrm{VF}}{1+\alpha\theta}+\frac{v\mathrm{H}}{1+\alpha\theta}\right)-\left(\frac{\mathrm{VH}}{1+\alpha\theta'}+\frac{v\mathrm{H}}{1+\alpha\theta'}\right)\right..$$

Par suite

$$\mathrm{Q}'=\frac{10333}{\mathrm{E}.760}\left(1+\alpha\frac{\theta+\theta'}{2}\right)\left\{\mathrm{V}\left(\frac{\mathrm{F}}{1+\alpha\theta}+\frac{\mathrm{H}}{1+\alpha\theta'}\right)+v\left(\frac{\mathrm{H}}{1+\alpha\theta}-\frac{\mathrm{H}}{1+\alpha\theta'}\right)\right..\quad(6)$$

Cette expression peut être simplifiée parce que θ' diffère très-peu de θ, et que v est très-petit; le terme en v est donc sensiblement nul. On a alors

$$\mathrm{Q}'=\frac{10333}{\mathrm{E}.760}\left(1+\alpha\frac{\theta+\theta'}{2}\right)\mathrm{V}\left(\frac{\mathrm{F}}{1+\alpha\theta}-\frac{\mathrm{H}}{1+\alpha\theta'}\right).\quad(7)$$

Cette expression de Q' est identique à celle de Q (1) quand $\mathrm{T}=\frac{\theta+\theta'}{2}$.

Si l'on introduit les poids Π et π d'air que le réservoir ca-

lorimétrique contient au commencement et à la fin de l'expérience, et qui ont été corrigés pour l'inexactitude de la loi de Mariotte et pour la compressibilité du réservoir calorimétrique, on a

$$Q' = \frac{10333}{1{,}2932 . E}(\Pi - \pi)\left(1 + \alpha \frac{\theta + \theta'}{2}\right). \qquad (8)$$

Cette expression est identique avec le nº 2, quand on suppose $\frac{\theta+\theta'}{2} = T$.

J'ai développé longuement, dans ce qui précède, les circonstances qui éloignent les conditions réelles de mes expériences de celles que j'ai admises dans mon exposé théorique. La différence principale consiste, selon moi, en ce que

Dans la période par compression, la force vive que le gaz possède à l'entrée du calorimètre s'anéantit dans ce calorimètre et se change en chaleur qui est prise par le calorimètre. La quantité Q de chaleur déduite de l'expérience est donc par ce fait un peu trop grande.

Dans la période par détente, l'air sort du calorimètre avec une certaine vitesse. La force vive qu'il acquiert ainsi est prise, en grande partie, au calorimètre; la quantité Q' de chaleur prise au calorimètre par la détente est donc aussi trop grande.

Si la perte de force vive dans la période par compression est égale au gain de force vive dans la période par détente,

les deux quantités de chaleur Q et Q' resteront égales, comme la théorie l'indique. C'est ce qui a dû se présenter, à très-peu près, dans mes expériences de 1865 (page 844 et suivantes), où j'ai cherché à rendre aussi égaux que possible les intervalles de temps pendant lesquels la compression et la détente s'accomplissent. Cela a dû se produire aussi, le plus souvent, dans les expériences de 1854, parce que l'on prolongeait le temps de la compression et celui de la détente pour être plus sûr que le gaz se mît bien en équilibre de température avec les bains d'eau qu'il traverse successivement. Les vitesses d'écoulement étant plus faibles, les forces vives le sont également.

Pour la compression, nous avons obtenu les deux formules

$$Q = \frac{10333}{E.760} V \left(\frac{F}{1+\alpha\theta'} - \frac{H}{1+\alpha\theta} \right) (1+\alpha T), \qquad (1)$$

$$Q = \frac{10333}{1,2932 \,.\, E} (\Pi - \pi)(1+\alpha T). \qquad (2)$$

La première peut être beaucoup simplifiée, sans que le résultat en soit sensiblement modifié. On peut poser, en effet, pour mes expériences

$$\theta' = \theta = T.$$

On a alors

$$\frac{Q}{F-H} = \frac{10333\ V}{760} \cdot \frac{1}{E},$$

d'où

$$E = \frac{10333\ V}{760} \cdot \frac{1}{\left(\frac{Q}{F-H}\right)} \qquad (9)$$

et l'on peut prendre, dans les tableaux de mes expériences, soit la valeur de $\frac{Q}{F-H}$ telle qu'elle est obtenue sur chaque expérience, soit la moyenne $\frac{Q}{F-H}$ donnée par l'ensemble des expériences qui composent une même série.

La formule (2) sert pour chaque expérience particulière, on en déduit

$$E = \frac{10333}{1,2932}\,\frac{\Pi - \pi}{Q}\,(1+\alpha T). \tag{10}$$

Pour la détente, nous avons la formule

$$Q' = \frac{10333}{1,2932 \, . \, E}\,(\Pi - \pi)\left(1 + \alpha\,\frac{\theta+\theta'}{2}\right). \tag{8}$$

Elle est identique avec la formule (2), quand on pose $\frac{\theta+\theta'}{2} = T$. Cette égalité n'existe pas absolument dans mes expériences, mais les différences sont toujours si petites qu'on peut parfaitement les négliger.

Appliquons ces formules aux expériences de 1865 (p. 844). Si nous y introduisons la valeur de E qui convient à l'élastique parfait, *au fluide idéal,* valeur que je n'ai pas la prétention de connaître, mais qui, selon moi et jusqu'à nouvel ordre, ne doit pas s'éloigner beaucoup de $E = 436^{km},1$ que j'ai déduite (p. 574) de la vitesse limite de propagation des ondes dans l'air, on trouve pour Q une valeur sensiblement plus faible que celle qui a été donnée par l'expérience. C'est, en effet, ce qui doit arriver par les raisons que j'ai indiquées. Mais on peut tourner la question : prendre les valeurs de Q telles que les expériences les ont données et

calculer les valeurs de E par les formules, en remplaçant E par ε ; ce sera l'équivalent ou le *rendement pratique* de la chaleur en travail extérieur, car on ne peut pas prétendre trouver l'équivalent théorique E. On obtient ainsi pour les périodes de compression :

Première série.

	I.	II.	III.	IV.
ε =	423,9	411,7	422,5	412,9

Moyenne de ε = 417,8

Moyenne de F — H = 4525mm

Deuxième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.
ε =	409,9	412,0	420,3	415,4	414,3

Moyenne de ε = 414,4

Moyenne de F — H = 6170mm

Troisième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
ε =	422,9	412,9	412,7	417,0	413,3	411,9	418,3
	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.	XIII.	XIV.
	414,5	411,8	418,2	415,3	410,2	413,6	415,6
	XV.	XVI.	XVII.	XVIII.	XIX.	XX.	
	418,9	417,5	415,2	417,0	422,0	416,6	

Moyenne de ε = 415,77

Moyenne de F — H = 8041mm

Quatrième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
$\varepsilon =$	414,7	418,0	416,6	421,5	416,5	413,1

Moyenne de $\varepsilon = 416,7$

Moyenne de $F - H = 10874^{mm}$

On a donc

	ε	F — H
Première série...............	417,8	4525^{mm}
Deuxième série...............	414,4	6170
Troisième série...............	415,8	8041
Quatrième série...............	416,7	10874
Moyenne générale...	416,2	

On reconnaît que ε reste constant pour toutes les valeurs de F — H; ou, pour parler plus exactement, mes expériences ne sont pas assez précises pour faire reconnaître les variations, si elles existent.

Si E représente l'équivalent mécanique *théorique* de la chaleur, celui qui se rapporte à l'élastique idéal, et si on désigne par ε l'équivalent, ou le rendement réel, tel qu'il s'applique, *moyennement*, aux expériences dont je m'occupe, je puis poser

$$\varepsilon = E - \varphi,$$

φ étant une fonction que je ne peux pas définir, mais dont l'élément principal pour l'air atmosphérique provient, selon moi, de la variation de force vive.

Si j'admets $E = 436,1$, mes expériences donnent

$$\varphi = 19,8.$$

Mais, si je ne puis pas préciser la forme de la fonction, ni toutes les variables qui y entrent, je trouve dans mes expériences les éléments nécessaires pour calculer la valeur, très-approchée, de cette fonction dans des conditions voisines de celles qui m'ont donné les valeurs de ε.

En effet, dans la première partie de ce mémoire, j'ai cherché à déterminer la quantité de chaleur qui est absorbée par l'air atmosphérique, quand ce gaz arrive dans le calorimètre avec une force élastique F, s'y détend jusqu'à n'avoir plus que la force élastique H, et en sort avec la vitesse acquise, sans avoir subi aucune variation de température. Cette quantité varie avec la vitesse que le gaz présente à l'entrée et avec celle qu'il conserve à la sortie, par conséquent suivant la section et peut-être la forme de l'orifice d'entrée et celles de l'orifice de sortie. J'ai appelé y l'abaissement de température que l'air atmosphérique subirait par cette détente dynamique s'il était à l'abri de toute influence calorifique extérieure. L'expérience a montré que les valeurs de y, pour une même disposition de l'appareil, sont proportionnelles aux excès de pression (F — H).

J'ai été conduit ainsi à considérer une quantité y_1, qui représente l'abaissement de température que subirait l'air, toujours dans les conditions définies de chaque expérience, quand sa force élastique diminue d'une quantité égale à l'effet produit par une colonne de mercure de 1 mètre de hauteur. Les valeurs de y_1 sont données dans les tableaux de mes expériences. Elles varient nécessairement suivant l'appareil calorimétrique employé, que j'ai cherché à définir chaque fois aussi exactement que je l'ai pu.

Avec les dispositions diverses données à mes appareils, y_1 a varié de

$$y_1 = 0^{\circ}3176 \text{ (page 603)} \quad \text{à} \quad y_1 = 0^{\circ}3770 \text{ (page 656)}.$$

Or la quantité de chaleur q qu'un poids $\Pi - \pi$ d'air absorberait ainsi, en descendant de la pression F à la pression H, serait pour chaque expérience

$$\left.\begin{array}{ll} \text{Dans le premier cas} & q = (\Pi - \pi)\dfrac{F - H}{1000}\, 0{,}2375 . 0{,}3176, \\ \text{Dans le second cas} & q = (\Pi - \pi)\dfrac{F - H}{1000}\, 0{,}2375 . 0{,}3770. \end{array}\right\} \quad (11)$$

Appliquons ces formules à l'expérience III, quatrième série, qui a donné une valeur de ε très-peu différente de la moyenne générale; nous aurons

$$\Pi - \pi = 275^{gr}82$$
$$F - H = 10840^{mm}15$$

Nous en déduirons

Pour le premier cas	$q = 225{,}5$	par suite	$Q = 5411{,}8$
Pour le second cas	$q = 267{,}7$	par suite	$Q = 5369{,}6$

Portant ces valeurs dans la formule (10), on trouve

Dans le premier cas	$E = 434{,}1$
Dans le second cas	$E = 437{,}4$

Valeurs qui diffèrent bien peu de $E = 436{,}1$, que j'ai déduite (p. 574) de la vitesse limite de la propagation du son dans l'air.

Si l'on admettait $y_1 = 0,3548$, telle qu'elle a été donnée par le calorimètre à détentes successives (p. 626), on aurait

$$q = 251,9 \qquad Q = 5385,4$$

d'où

$$E = 436,1.$$

Cette valeur est identique avec celle que j'ai déduite de mes expériences sur la vitesse du son.

Dans ce qui précède, je n'ai calculé la valeur de E que sur les expériences faites par compression. Je pourrais la calculer de même d'après les expériences faites par détente; mais j'obtiendrais nécessairement une valeur presque identique, puisque, dans les expériences résumées (p. 851), les valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ sont les mêmes pour la compression et pour la détente.

Je vais calculer maintenant les valeurs de ε d'après les moyennes des valeurs de $\frac{Q}{F-H}$ données par les expériences de 1854 par compression et par détente.

Je prendrai pour cela la formule (9)

$$\varepsilon = \frac{10333 . V}{760} \frac{1}{\left(\frac{Q}{F-H}\right)}$$

qui s'applique également à la compression et à la détente.

Pour les expériences de la page 751, faites seulement par compression, on a

$$V = 4^{\text{lit}}9632$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} = 0,1611$$

On en déduit

$$\varepsilon = 417,3.$$

Cette valeur ne diffère pas sensiblement de celle que nous avons trouvée page 881.

Les expériences résumées page 761 ont été faites par compression et par détente; on a

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \left\{ \begin{array}{ll} \text{par compression} & = 0,1626 \\ \text{par détente} & = 0,1618 \end{array} \right.$$

On en déduit

$$\begin{array}{ll} \text{Par compression} & \varepsilon = 415,0 \\ \text{Par détente} & \varepsilon = 417,1 \end{array}$$

Ainsi les expériences de 1854 conduisent sensiblement à la même valeur de ε que celles de 1865.

Je calculerais de même les valeurs de ε, d'après les expériences faites en 1864 avec le grand appareil, successivement modifié, mais avant que j'eusse porté spécialement mon attention à rendre parfaitement égaux les temps d'entrée et de sortie du gaz. Il est utile de rappeler que, dans ces expériences, le gaz arrivait toujours avec une grande vitesse pour la compression, tandis qu'on ralentissait beaucoup la vitesse à la sortie pendant la détente. L'abaissement de température que l'air éprouvait dans le grand réservoir de 253 litres était très-petit, puisque la pression n'y changeait que très-peu, et comme le gaz, avant d'arriver au réservoir calorimétrique, traversait un serpentin de très-petite section, mais d'une longueur de 25 à 30 mètres, je ne craignais nullement que le gaz n'eût pas pris la température du bain

dans lequel se trouve ce serpentin, quelle que soit la vitesse du courant. Au contraire, pendant la détente, la force élastique du gaz diminuant considérablement dans le récipient calorimétrique, sa température s'abaissait beaucoup, et il fallait diminuer la vitesse du courant pour être certain que le gaz, en traversant un serpentin beaucoup moins étendu, eût le temps de se mettre exactement en équilibre de température avec l'eau de ce calorimètre.

Mais, en cherchant à éviter une cause certaine d'incertitude, je me jetais sur une autre dont l'influence était au moins aussi grande. La chaleur due à l'extinction de la force vive du gaz arrivant était bien plus grande dans la période de compression que la chaleur enlevée au calorimètre par la force vive gagnée dans la détente. La valeur de Q est donc toujours plus grande pour la compression que pour la détente, et la différence est proportionnelle à celle des forces vives à l'entrée et à la sortie.

En d'autres termes, dans la formule

$$\varepsilon = E - \varphi,$$

la valeur de la correction φ, pour les expériences actuelles, est beaucoup plus grande pour la compression que pour la détente.

En effet, pour les expériences résumées page 815, on a

$$V = 15^{\text{lit}}878$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{pour la compression} & 0{,}5269 \\ \text{pour la détente} & 0{,}5210 \end{cases}$$

d'où l'on tire

$$\text{Pour la valeur de } \varepsilon \begin{cases} \text{par la compression} & 409{,}7 \\ \text{par la détente} & 414{,}3 \end{cases}$$

Pour le résumé de la page 823, on a

$$V = 15^{lit}878$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{pour la compression} & 0,5349 \\ \text{pour la détente} & 0,5113 \end{cases}$$

d'où l'on déduit

$$\varepsilon = \begin{cases} \text{par la compression} & 403,6 \\ \text{par la détente} & 422,2 \end{cases}$$

Enfin, le résumé de la page 843 donne

$$V = 15^{lit}878$$

$$\text{Moyenne de } \frac{Q}{F-H} \begin{cases} \text{pour la compression} & 0,5259 \\ \text{pour la détente} & 0,5125 \end{cases}$$

et l'on en tire

$$\varepsilon = \begin{cases} \text{par la compression} & 410,5 \\ \text{par la détente} & 421,2 \end{cases}$$

Les valeurs de ε données par la compression sont ici notablement moindres que celles qui ont été obtenues précédemment. Cela doit être, car la compression ayant été faite beaucoup plus vivement, la valeur de q devient plus grande, ainsi que la correction φ. Il est difficile de calculer ici la valeur de q, parce que la vitesse du courant gazeux pour la compression était beaucoup plus grande que celle qui existait pour la détente dans mes expériences de la première partie de ce mémoire, et nous n'avons pas tous les éléments nécessaires pour calculer l'effet calorifique qui correspond à cette différence. Mais on prévoit que la correction, bien faite, ramènerait les valeurs de ε, à très-peu près, à $E = 436,1$.

La correction φ qu'il convient de faire aux valeurs de ε données par la détente peut être calculée plus sûrement à

l'aide de la formule 11, parce que les vitesses du courant étaient moins différentes de celles qui ont eu lieu dans mes expériences de la première partie du mémoire; elles étaient cependant généralement plus faibles. J'ai fait ce calcul sur quelques expériences prises dans les diverses séries, et choisies parmi celles qui ont donné des valeurs de ε peu différentes des moyennes que je viens de transcrire, et j'ai reconnu, en effet, que les valeurs de E, ainsi obtenues, oscillaient très-près autour du nombre $E = 436$.

Je ne regarde pas les méthodes que j'ai décrites dans cette seconde partie de mon mémoire comme suffisamment précises pour permettre de déterminer, avec certitude, la valeur exacte de l'*équivalent mécanique théorique* E de la chaleur. Je pense qu'il en est de même pour toutes celles qui ont été proposées jusqu'ici; car elles contiennent toutes des pétitions de principes, des lois posées sous forme d'axiomes, qu'on devrait avant tout établir par l'expérience.

Je puis dire seulement que toutes mes expériences sur l'air atmosphérique, après qu'elles ont subi les corrections que j'ai énoncées et dont tous les éléments ont été fournis par l'expérience, conduisent à des valeurs de E qui diffèrent peu de

$$E = 436,1$$

C'est la valeur que j'ai déduite de la vitesse limite de propagation des ondes dans l'air atmosphérique libre à 0°, ou plutôt dans l'air contenu dans des tuyaux de très-grande section.

Je vais appliquer le même mode de calcul aux expériences sur la détente de l'acide carbonique qui sont inscrites page 826 et suivantes. La formule qui s'y applique pour la compression, comme pour la détente, est

$$\varepsilon = \frac{10333}{1,2932 . 1,529} \frac{\Pi - \pi}{Q} (1 + \alpha T). \qquad (12)$$

Première série.

	I.	II.	III.	IV.
$\varepsilon =$	395,7	395,3	383,0	390,6

Moyenne $F - H = 5406^{mm}6$
Moyenne $\varepsilon = 391,2$

Deuxième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
$\varepsilon =$	370,47	374,6	363,8	368,5	369,7	366,8

Moyenne $F - H = 8357^{mm}9$
Moyenne $\varepsilon = 368,9$

Troisième série.

	I.	II.	III.	IV.
$\varepsilon =$	339,1	342,2	348,6	345,7

Moyenne $F - H = 11779^{mm}9$
Moyenne $\varepsilon = 346,3$

On voit que l'équivalent ε s'abaisse très-vite à mesure que l'on augmente la détente du gaz.

Calculons le refroidissement qui a été produit par la force vive que le gaz a acquise en s'écoulant du récipient, et nous admettrons que *les conditions ont toujours été parfaitement semblables à celles qui existaient dans les expériences de la première partie du mémoire.* La quantité de chaleur ainsi prise au calorimètre est donnée par la formule

$$q = (\Pi - \pi)\,\frac{(F-H).cy_1}{1000}. \qquad (11)$$

c est la chaleur spécifique de l'acide carbonique, variable avec la température, et que l'on calcule par la formule donnée tome II, page 130;

y_1 est variable avec la pression; on détermine approximativement sa valeur par les deux éléments inscrits page 664, et qui sont

$$F - H = 3354^{mm} \qquad y_1 = -1°6190$$
$$F - H = 7764 \qquad y_1 = -1°6396$$

Je trouve ainsi :

Première série.

	I.	II.	III.	IV.
$q =$	316,6	298,2	452,1	440,3
Q =	2524,3	2469,3	3080,4	2984,5
E =	445,4	443,0	439,2	448,2

Moyenne F — H = 5406

Moyenne E = 443,9

Deuxième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
$q =$	962,5	835,6	858,1	942,5	869,7	1067,0
$Q =$	4426,5	4983,5	5207,7	4420,4	4260,3	4652,6
$E =$	451,0	450,1	435,6	447,1	445,1	451,0

Moyenne F — H = 8242mm0
Moyenne E = 446,6

Troisième série.

	I.	II.	III.	IV.
$q =$	1937,3	1962,6	1899,0	1912,9
$Q' =$	6507,8	6481,2	6256,9	6345,4
$E =$	440,1	445,8	454,4	449,9

Moyenne F — H = 11779mm9
Moyenne E = 447,6.

Le tableau suivant réunit les moyennes de toutes les valeurs de E :

	Moyennes de F — H.	Moyennes de E.
1re série....	5406mm0	443,9
2e série....	8242,0	446,6
3e série....	11779,9	447,6

Ces valeurs diffèrent peu les unes des autres ; elles sont toutes notablement plus grandes que la valeur E = 436,1, à laquelle paraissent conduire mes expériences sur l'air atmosphérique. Mais il ne faut pas oublier que j'ai fait une hypothèse qui peut s'éloigner plus ou moins de la vérité : savoir

que la vitesse du courant gazeux était la même dans les expériences dont je calcule les résultats et dans celles qui ont donné les valeurs de y_{r}. Or il suffit d'une différence un peu considérable de vitesse à la sortie du gaz pour produire cet écart.

Appliquons le même calcul aux expériences de la page 857 et suivantes, en nous bornant encore aux expériences par détente qui sont, d'ailleurs, les seules auxquelles s'appliquent directement les expériences de la première partie du mémoire.

Première série.

	I.	II.
$\varepsilon =$	395,6	376,3

Moyenne de F — H = 2314^{mm}5
Moyenne ε = 385,9

Deuxième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
$\varepsilon =$	397,3	396,2	400,5	408,5	398,4	395,1

Moyenne de F — H = 4440^{mm}9
Moyenne ε = 399,3

Troisième série.

	I.	II.	III.	IV.
$\varepsilon =$	395,2	379,0	389,1	363,1

Moyenne de F — H = 5878^{mm}5
Moyenne ε = 381,6

Quatrième série.

	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
$\varepsilon =$	373,2	361,4	370,5	370,1	376,8	380,8

Moyenne F — H = 7167mm3
Moyenne ε = 372,1

Cinquième série.

	I.	II.	III.	IV.
$\varepsilon =$	369,1	376,6	366,5	366,2

Moyenne F — H = 8825mm6
Moyenne ε = 369,6

On a donc

	Moyenne F — H.	Moyenne ε.
1re série......	2314,9	385,9
2e série......	4440,9	399,3
3e série......	5878,5	381,6
4e série......	7617,3	372,1
5e série......	8825,6	369,6

Les valeurs de ε diminuent rapidement à mesure que la pression augmente, et sensiblement suivant la même loi que celles qui ont été déduites des expériences de la page 826. Les expériences de la première série font seules exception; mais ce sont les moins certaines, parce qu'elles ont été faites sous des excès faibles de pression qui ne produisent que de petites variations de température du calorimètre.

Calculons de même le refroidissement dû à la vitesse acquise par la sortie du gaz, en admettant toujours *que les conditions sont les mêmes que dans les expériences de la première partie du mémoire.*

La température du calorimètre pendant toutes ces expériences oscillait autour de 20 degrés.

Je n'ai pas calculé les valeurs de E pour chaque expérience; je me suis contenté de choisir dans chaque série l'expérience qui donnait pour ε la valeur la plus rapprochée de la moyenne des ε donnée par la série entière.

Deuxième série. — Expérience V.

$q = 210,16$, $Q = 2151,34$, $E = 437,3$

Troisième série. — Expérience II.

$q = 414,6$, $Q = 3097,60$, $E = 429,8$

Quatrième série. — Expérience I.

$q = 813,4$, $Q = 4297,10$, $E = 445,5$

Cinquième série. — Expérience I.

$q = 962,12$, $Q = 4799,14$, $E = 436,1$

Moyennes $E = 437,2$

La moyenne de E est ici sensiblement égale à celle que j'ai trouvée pour l'air atmosphérique.

On ne doit pas s'étonner de trouver pour les valeurs de E, quand on les déduit de mes expériences par détente de l'acide carbonique, des variations plus grandes que quand on les calcule d'après mes expériences sur l'air atmosphérique. Les corrections qu'elles doivent subir pour l'acide carbonique sont en effet beaucoup plus considérables, et elles exigent la connaissance de plusieurs éléments qui me manquent encore.

J'ai décrit, bien longuement, les tentatives que j'ai faites pour construire un appareil calorimétrique, et pour imaginer une méthode, qui permissent de déterminer rigoureusement la quantité de chaleur qu'un gaz dégage quand on le réduit à une fraction déterminée de son volume sans qu'il change de température, et celle qu'il absorbe ensuite quand il revient à son volume primitif, en conservant également une température constante. J'ai donné toutes mes expériences, sans omettre les plus imparfaites; j'espère faire mieux comprendre ainsi les grandes difficultés qu'on rencontre dans ce genre de recherches, et montrer les conditions nombreuses, très-difficiles à réaliser, auxquelles il faut satisfaire pour obtenir des résultats sûrs et suffisamment précis.

Dans ces expériences, le calorimètre ne subit qu'une faible variation de température, et, malgré le soin que j'ai mis dans le choix des thermomètres les plus sensibles et dans leur graduation, je ne peux pas répondre de quelques millièmes de degré; or ces millièmes forment déjà une fraction sensible de la variation totale.

De plus, la variation de température observée du calorimètre doit être corrigée de l'effet produit par l'air ambiant pendant toute la durée de l'expérience. Cet effet ne peut être calculé qu'en se fondant sur l'observation des très-petites variations de température que le calorimètre éprouve pendant les 10 minutes qui précèdent l'expérience, et de celles qu'il subit ensuite pendant les 10 minutes qui la suivent, après qu'on a attendu assez longtemps pour être certain que la chaleur dégagée, ou absorbée, dans le phénomène, s'est répartie uniformément dans toute la masse du calori-

mètre. La moindre erreur dans l'appréciation de ces très-petites variations influe sensiblement sur la valeur de la correction.

De plus, le phénomène est malheureusement complexe, car le gaz ne reste pas à l'état de repos, comme l'énoncé du problème l'exige, et je ne connais aucun moyen théorique de calculer exactement la quantité de chaleur que le gaz abandonne au calorimètre par l'anéantissement de la force vive qu'il apporte pendant la période de compression, ni celle qu'il enlève au calorimètre pour acquérir la force vive qu'il emporte à sa sortie pendant la période de détente. J'ai dû déduire cette quantité, approximativement, des expériences que j'ai décrites dans la première partie du mémoire. Cette dernière méthode serait certainement la meilleure, et donnerait des résultats précis si l'on parvenait à régler la vitesse du courant gazeux, à l'entrée et à la sortie; mais cela est difficile, car le mouvement du gaz est produit par un excès de pression incessamment variable. On a dû se contenter de manœuvrer les vis régulatrices pour que la vitesse du gaz ne soit pas trop grande au commencement de l'écoulement, ni trop faible à la fin.

Lorsqu'on donne au gaz une très-faible vitesse, on diminue beaucoup la correction due au changement de la force vive; mais on augmente la durée de l'expérience, par suite la valeur de la correction due aux causes perturbatrices extérieures. Cette dernière correction ne peut jamais être calculée avec une précision suffisante.

Si, au contraire, le courant gazeux reçoit une très-grande vitesse, l'expérience dure moins longtemps, la correction due aux causes perturbatrices extérieures est moindre, par

suite l'erreur qu'elle comporte influe peu sur le résultat total. Mais l'effet calorifique produit par le changement de force vive, est alors beaucoup plus grand, et nous ne pouvons plus le calculer avec une approximation suffisante.

J'ai espéré longtemps que je parviendrais à diminuer beaucoup les incertitudes qui proviennent de quelques-unes des causes que je viens d'énumérer, en donnant à l'appareil une disposition qui permît d'augmenter le changement de température subi par le calorimètre, et de régulariser plus complétement les causes perturbatrices extérieures. Je donne plus loin, page 899, la description d'un nouvel appareil que j'avais imaginé à cet effet. Les nombreuses expériences que j'ai faites avec cet appareil m'ont d'abord séduit par leur régularité apparente; mais un examen attentif fait voir bientôt que la méthode comprend les mêmes causes d'incertitude, et que ses résultats sont encore moins certains que ceux qui ont été donnés par mes appareils calorimétriques ordinaires.

Pour éviter toute cause d'incertitude à cet égard, il faut réaliser absolument les conditions de la *détente statique*, telles que je les ai définies page 584; en un mot, il faut opérer sur un gaz isolé dans une capacité variable, où l'on modifie sa force élastique sans lui imprimer un mouvement de translation.

Ces conditions ne sont nullement réalisées dans l'appareil Clément-Désormes, ni dans les modifications qu'on lui a fait subir successivement. Évidemment toutes ces méthodes rentrent dans les conditions de celles que j'ai traitées dans la deuxième partie de ce Mémoire.

La troisième partie de ce mémoire doit être consacrée à l'étude de la détente statique. Les expériences qui la composent sont nombreuses; leur discussion prend beaucoup d'étendue, et je suis forcé d'en remettre la publication à un volume suivant.

APPENDICE.

Je termine ce volume par la description d'un certain nombre d'appareils qui sont figurés sur les planches des tomes I et II. Ces appareils m'ont servi pour des expériences que je ne suis pas encore parvenu à mettre en ordre, ou qui ne sont pas assez complètes pour que je puisse les publier. Je ferai tous mes efforts pour que cette publication éprouve le moins de retard possible.

NOUVEL APPAREIL, LE THERMOCALORIMÈTRE, POUR DÉTERMINER LA CHALEUR DÉGAGÉE PAR LA COMPRESSION D'UN GAZ.

Cet appareil est celui que j'ai annoncé page 897; il est représenté en coupe par la figure 1, planche V.

Le calorimètre constitue lui-même le thermomètre qui doit donner, à chaque instant, la température moyenne de la masse qui le compose. A cause de cela, je lui donnerai, pour abréger, le nom de *thermocalorimètre;* je commencerai par en donner la description.

Un cylindre en laiton *abcd,* de 7 centimètres de diamè-

tre intérieur et de 12 centimètres de hauteur, terminé par deux calottes courbes, constitue le réservoir dans lequel on comprime l'air. Ce cylindre a une épaisseur de paroi de plus de 1 millimètre, afin de pouvoir résister à des pressions intérieures de plus de 12 atmosphères sans prendre de déformation qui persiste après l'anéantissement de la pression. Ce premier cylindre est maintenu dans un second cylindre du même métal *a' b' c' d'*, de forme entièrement semblable, mais à paroi mince. L'intervalle entre les deux cylindres est d'environ 1 1/2 millimètre; il est destiné à contenir le liquide qui, par sa dilatation apparente, marquera les changements de température.

Un fil capillaire en argent communique avec l'intérieur du cylindre *a b c d* sur lequel il est soudé en *o*; il est enroulé suivant une spirale autour de ce cylindre, et traverse près de *e* le cylindre extérieur *a' b' c' d'*. Son autre extrémité *i* est soudée sur la pièce métallique extérieure *i k* V *l*.

Le cylindre-enveloppe *a' b' c' d'* porte une tubulure *ef*, surmontée d'une bride *f*, sur laquelle on ajuste une tubulure *g* qui maintient le long tube de verre *g h*, divisé suivant des capacités égales.

Le thermocalorimètre est fixé invariablement, par les deux tubes métalliques *ef*, *ei*, à un couvercle A B en laiton, que l'on ajuste, à l'aide de boulons et d'un disque de cuir interposé, sur la bride supérieure d'un récipient métallique ABCD qui constitue l'enceinte, *à température constante*, dans laquelle le thermocalorimètre se trouve toujours pendant l'expérience.

L'enceinte A B C D est maintenue par un collier en fer I K L M dans une grande cuve E F G H, remplie d'eau, qui

maintient le récipient à une température constante et bien connue.

La pièce métallique *ikV* porte une tubulure latérale *kl*, qui communique avec un long serpentin en métal *omnp*, enroulé en spirale autour de l'enceinte ABCD. Ce serpentin peut être mis en communication, à l'aide du robinet R, avec le grand réservoir à air comprimé, ou avec l'atmosphère extérieure, quand, le robinet R étant fermé, on ouvre le robinet R'.

Le liquide thermométrique que j'ai choisi est l'alcool absolu. On en remplit complétement l'intervalle qui existe entre les deux cylindres *abcd* et *a'b'c'd'*; on s'assure qu'il n'y reste pas la moindre bulle d'air; puis on maintient le thermocalorimètre dans la glace fondante pour que son réservoir se remplisse complétement d'alcool absolu à $0°$, jusqu'à la bride *f*. Le poids de l'alcool ainsi contenu est de $165^{gr},96$. En admettant $0,8072$ pour la densité de l'alcool absolu à $0°$, on trouve que la capacité du réservoir annulaire du thermocalorimètre à $0°$ est $205^{cc},6$.

Le tube calibré *gh* porte 1000 divisions sur son échelle; il est surmonté d'une ampoule dans laquelle une partie de l'alcool peut déverser par dilatation, et qui se termine par une pointe effilée et ouverte pour que la pression intérieure ne puisse pas changer sensiblement par le mouvement de la colonne. Le poids de l'alcool qui remplit une division est de $0^{gr},0032446$.

Cherchons maintenant à fixer les données de l'appareil :

Le poids du thermocalorimètre en laiton, vide, y compris les petits appendices *ef* et *ei*, est de $1307^{gr},0$ qui correspond à une valeur calorimétrique en eau $1307^{gr},0 \times 0,0939 = 122^{gr},73$.

Cette quantité $K = 122^{gr},73$ restera constante dans toutes les expériences.

Je désignerai par A la valeur en eau de l'alcool qui se trouve dans le réservoir annulaire du thermocalorimètre à un moment quelconque des expériences. La quantité d'alcool varie, en effet, non-seulement avec la température, mais encore par suite de la diminution que la capacité annulaire éprouve quand on augmente la pression du gaz dans le réservoir intérieur *abcd*. Ainsi, la valeur de A est incessamment variable; mais on a tous les éléments pour la calculer pour chaque expérience. Pour le moment, je désignerai par M la valeur en eau du thermocalorimètre pour une expérience spéciale, et l'on aura toujours

$$M = K + A.$$

Le thermocalorimètre est comparé rigoureusement à un thermomètre étalon à mercure, dont on connaît la marche par rapport au thermomètre à air, et seulement entre les limites de température où le thermocalorimètre doit rester dans les expériences. A cet effet, on dispose le thermocalorimètre, retiré de son enceinte, dans une grande cuve pleine d'eau, et à côté du thermomètre étalon. L'eau de cette cuve doit rester à une température absolument stationnaire, et elle est agitée continuellement par un agitateur mû par la machine. On fait ainsi une série d'observations à des températures très-rapprochées, et l'on s'en sert pour construire une courbe graphique. Cet arc de courbe diffère très-peu d'une ligne droite, néanmoins sa courbure est sensible. On peut aussi construire une formule d'après les éléments pris sur cette courbe.

Pour l'une des séries d'expériences, la température du thermocalorimètre variait de 0° à 13°. Le thermocalorimètre marquait dans la glace fondante $163^{p},5$. Par comparaison du thermocalorimètre avec un thermomètre à mercure étalon, on a trouvé que le nombre N de divisions, marqué par le thermocalorimètre à une température θ du thermomètre à air, pouvait être calculé par la formule

$$N - 163,5 = A\theta + B\theta^2, \qquad (A)$$

A et B étant positifs, et correspondant aux valeurs suivantes :

$$\text{Log}\,A = 1,6716798, \qquad \text{Log}\,B = \bar{2},8776180.$$

Un degré centigrade occupe alors 50 divisions de l'échelle du thermocalorimètre.

Les comparaisons du thermocalorimètre avec le thermomètre étalon doivent être faites fréquemment pour s'assurer qu'il ne subit pas de dérangement.

Lorsqu'on introduit dans le réservoir *abcd* de l'air sous diverses pressions, et que l'on maintient sa température constante, le thermocalorimètre fonctionne comme un manomètre qui peut servir à indiquer la pression intérieure par le nombre de divisions que la colonne alcoolique parcourt dans le tube gradué. Il faut faire une comparaison exacte de ce nouveau manomètre avec le grand manomètre à air libre.

A cet effet, on sort le thermocalorimètre de son enceinte ABCD, en le laissant en communication avec le serpentin *lomnp*, par suite avec le grand réservoir à air comprimé.

On dispose le thermocalorimètre dans la grande cuve, remplie d'eau, qu'on maintient à une température rigoureusement constante pendant toute la durée des observations suivantes.

Le robinet R étant fermé, et le robinet R′ ouvert, le récipient *abcd* est rempli d'air sous la pression atmosphérique extérieure H. On note la division *n* du tube calibré où s'arrête le sommet de la colonne.

On ferme alors le robinet R′ et l'on ouvre le robinet R. L'air comprimé du grand réservoir passe, en partie, dans le récipient *abcd* et y établit une pression constante F, que l'on mesure sur le manomètre à air libre. La colonne d'alcool s'élève dans le tube divisé, d'abord trop haut à cause de la chaleur que l'air dégage par la compression et qui fait fonctionner l'appareil comme un thermomètre; mais bientôt le niveau devient constant et s'arrête à la division N de l'échelle. On conclut de là qu'une augmentation F — H de la pression, sans changement de température, fait parcourir à la colonne alcoolique un nombre N — *n* de divisions.

En chargeant successivement le grand réservoir d'air de plus en plus comprimé, depuis la pression atmosphérique jusqu'à celle de 15 atmosphères, on peut tracer une courbe, dont les ordonnées donnent les valeurs de N — *n*, correspondant aux abscisses F — H. Cette courbe diffère très-peu de la ligne droite, néanmoins sa courbure est sensible.

D'après cette courbe graphique, j'ai calculé une formule d'interpolation

$$(N - n) = A(F - H) + B(F - H)^2, \qquad (B)$$

pour laquelle on a

$$\text{Log A} = \bar{2},5479902, \qquad \text{Log B} = \bar{7},0339447.$$

les constantes A et B étant positives.

Cette formule représente très-bien l'ensemble de mes observations.

J'ai fait une seconde série d'observations du même genre, en donnant à l'eau de la grande cuve une température plus élevée de 10 degrés; la colonne alcoolique s'arrêtait alors à une division n', beaucoup plus élevée que n quand le récipient $abcd$ était rempli d'air sous la pression atmosphérique H. Néanmoins les valeurs de $N - n'$, calculées par la formule précédente, se sont accordées parfaitement avec celles qui ont été données par l'observation. Ainsi on peut admettre que cette même formule peut s'appliquer à l'ensemble de mes expériences, quelle que soit la température absolue du thermocalorimètre.

Par compression.

Voyons maintenant comment on peut se servir de cet appareil pour déterminer la quantité de chaleur qui est dégagée par la compression d'un gaz.

Le thermocalorimètre est placé dans son enceinte ABCD, laquelle est fixée dans la grande cuve à eau, comme le montre la figure 1, planche V. L'eau de la cuve doit être en équilibre de température avec le milieu ambiant; sa température doit rester rigoureusement constante pendant la durée d'une expérience. Cette eau est continuellement agitée par un agitateur mû par la machine.

Le thermocalorimètre est à une température fort peu différente de celle de l'eau de la cuve. Le robinet R est fermé, le robinet R' est ouvert. Dans ces conditions, le réservoir *abcd* est rempli d'air atmosphérique sous la pression extérieure H.

On suit, comme à l'ordinaire, pendant 10 minutes, la marche de la colonne alcoolique du thermocalorimètre, et l'on note la variation qu'elle subit; c'est le premier élément nécessaire pour calculer l'effet des causes perturbatrices extérieures; enfin on inscrit la division n' où s'arrête la colonne d'alcool.

On ferme alors le robinet R' et l'on ouvre le robinet R. L'air comprimé du grand réservoir traverse le long serpentin *omnp*, où il prend la température constante T de l'eau de la cuve, passe par le petit serpentin, en fil capillaire d'argent, qui circule en spirale dans l'espace annulaire contenant l'alcool du thermocalorimètre; enfin, il s'arrête dans le récipient *abcd*, où la force élastique finit par être égale à celle F que l'air conserve dans le grand réservoir. La section très-petite du fil capillaire d'argent modère la vitesse de l'air arrivant; on règle d'ailleurs cette vitesse, à volonté, à l'aide de la vis micrométrique V.

Le thermocalorimètre fonctionne, simultanément, comme manomètre et comme thermomètre. Dans les premiers moments, la colonne s'élève surtout par l'augmentation de la pression intérieure, car il faut un certain temps pour que la chaleur dégagée par la compression de l'air arrive à l'alcool du réservoir; un temps plus long est nécessaire pour que cette chaleur soit répartie également dans toute la masse du thermocalorimètre. Je crains même que cette égale réparti-

tion n'arrive jamais. Quoi qu'il en soit, la colonne arrive à son maximum au bout de quelques minutes ; elle commence ensuite sa marche descendante, d'abord très-lentement, puis plus vivement par suite du rayonnement du calorimètre dans son enceinte.

Au moment du maximum, l'espace annulaire, rempli d'alcool, reçoit autant de chaleur de l'air comprimé du récipient intérieur *abcd*, qu'il en perd par rayonnement à travers son enveloppe extérieure $a'b'c'd'$. Ce n'est que 15 minutes après l'ouverture du robinet R que la descente de la colonne devient régulière pour chaque minute, c'est-à-dire telle qu'elle doit être quand le thermocalorimètre subit le refroidissement, uniquement par rayonnement dans l'enceinte ABCD.

On note donc la division N′ à laquelle la colonne s'arrête à cette quinzième minute, ainsi que la force élastique F′ sur le grand manomètre à air libre. Si n' exprime la division à laquelle la colonne s'est arrêtée sous la pression atmosphérique H au moment de l'ouverture du robinet R, on peut dire que, dans l'expérience, il s'est produit une élévation $N' - n'$ de la colonne sous un changement de pression $F' - H$.

Mais l'élévation $(N' - n')$ est produite, à la fois, par la compression $F' - H$ à l'intérieur du récipient *abcd*, et par la dilatation que l'alcool de l'espace annulaire a subie sous l'influence de la chaleur dégagée par la compression. Or, à l'aide de la formule (B), page 904, nous pouvons calculer l'élévation $(N - n)$ que la colonne subit pour un excès de pression $F' - H$ exercé à l'intérieur du récipient *abcd*, sans que l'alcool change de température. L'élévation de tempéra-

ture a donc produit une ascension de la colonne alcoolique de

$$(N' - n') - (N - n).$$

La formule (A) de la page 903, nous permet de connaître la température initiale θ du thermocalorimètre quand sa colonne s'arrête à la division n' sous la pression de l'atmosphère; elle nous permet aussi de calculer la température finale θ', 15 minutes après l'ouverture du robinet R, car la colonne s'arrêterait alors, si la pression intérieure était encore celle de l'atmosphère, à la division

$$n' + (N' - n') - (N - n) = N' - N + n.$$

Mais le changement de température $\theta' - \theta$, subi par le calorimètre, doit être corrigé de l'effet dû aux causes perturbatrices extérieures. Ici se présente la difficulté la plus sérieuse, difficulté que je n'ai pas réussi à surmonter. En effet, ce n'est que 15 minutes après l'ouverture du robinet R que l'on peut admettre que la température s'est à peu près égalisée dans le thermocalorimètre; il faut donc calculer exactement l'effet calorifique produit par les causes perturbatrices extérieures pendant ce long intervalle de temps, où la température du thermocalorimètre est constamment variable et suivant une loi qu'il est impossible de définir. En continuant encore pendant 10 minutes l'observation du calorimètre qui est alors à une température à peu près constante θ', on obtient la seconde donnée nécessaire pour construire la courbe du refroidissement ayant pour abscisses les excès de température $\theta - T$.

A l'aide de cette courbe on pourrait calculer l'effet produit par les causes extérieures, pour les 15 minutes que dure l'expérience, si l'on connaissait à chaque instant la température du thermocalorimètre; or cette température, à la périphérie extérieure, varie incessamment suivant une loi qu'on ne peut pas connaître. Il est impossible de la déduire de la marche de la colonne, car celle-ci est surtout produite par le changement de force élastique dans le récipient *abcd*, lequel est inconnu pendant l'arrivée du courant gazeux.

En résumé, le thermocalorimètre a l'avantage de subir, pour un même changement de pression de l'air, une variation de température quatre fois plus grande que le calorimètre ordinaire décrit page 829. Mais on n'a rien gagné en précision, parce qu'on est dans l'impossibilité de calculer exactement l'influence des causes perturbatrices extérieures.

On diminue notablement l'effet de ces causes perturbatrices en faisant le vide dans l'enceinte ABCD, à l'aide de la tubulure à robinet R''. Le thermocalorimètre se refroidit alors plus lentement; la correction est moindre, mais elle reste toujours incertaine.

Par détente.

Pour opérer par détente, on ferme le robinet R, on ouvre le robinet R' et l'on modère la vitesse du courant gazeux à l'aide de la vis régulatrice V. On suit, comme pour la période de compression, la marche de la colonne alcoolique du thermocalorimètre. La difficulté est la même pour l'appréciation exacte des perturbations extérieures.

J'ai fait, à plusieurs reprises, un grand nombre d'expériences avec cet appareil. Les courbes graphiques construites sur chacune d'elles sont d'une régularité remarquable, mais jusqu'à présent je ne suis pas parvenu à trouver une méthode qui me permette d'éliminer avec certitude les effets dus aux causes extérieures. L'erreur qui peut en résulter est telle que je renonce pour le moment à publier les résultats de ces expériences, parce que je les regarde comme moins certains que ceux que j'ai obtenus par les méthodes précédentes. Je me propose de modifier la construction du thermocalorimètre. Dans les conditions actuelles il présente ce défaut grave d'être beaucoup plus influencé par le changement de pression que par la variation de température qui en résulte. Or la variation de température est le seul élément que nous ayons intérêt à connaître avec une très-grande précision.

D'ailleurs la nouvelle méthode ne supprime pas l'incertitude qui provient de l'anéantissement de la force vive de l'air dans la période de compression, ni celle qui est due à la naissance de cette force vive pendant la période de détente. Ainsi elle n'aurait, sous ce rapport, aucun avantage sur celles que j'ai pratiquées pour les expériences qui ont été décrites en détail.

EMPLOI DU MÊME APPAREIL POUR DÉTERMINER LA CHALEUR SPÉCIFIQUE D'UN GAZ SOUS VOLUME CONSTANT.

Théoriquement, le même appareil peut servir pour déterminer, *directement*, la chaleur spécifique d'un gaz sous volume constant. Mais le raisonnement seul fait reconnaître qu'on ne peut obtenir ainsi que des valeurs approchées qui ne peuvent présenter aucun intérêt. Quoi qu'il en soit, je vais décrire la manière d'opérer; cela peut être utile aux expérimentateurs qui voudraient suivre la même voie.

Je fais le vide aussi complet que possible dans le récipient *abcd* du thermocalorimètre, et je ferme exactement la vis régulatrice V.

Première période.

Je sors le thermocalorimètre de son enceinte ABCD, et par une comparaison avec le thermomètre étalon à mercure, je recueille les éléments nécessaires pour calculer une table exacte des divisions de son échelle avec le thermomètre à air. Je replace alors le thermocalorimètre dans son enceinte ABCD, dans laquelle je fais le vide pour retarder le refroidissement.

L'enceinte est plongée pendant quelque temps dans l'eau chaude jusqu'à ce que la colonne alcoolique s'approche du haut de son échelle. On place alors le récipient dans une cuve que l'on remplit de glace fondante. L'enceinte est bien-

tôt à o degré, et le thermocalorimètre s'abaisse d'abord rapidement, puis plus lentement.

On note sur un compteur à secondes le temps que la colonne alcoolique met à passer aux divisions qui correspondent aux températures θ, θ', θ'', etc., etc. A l'aide de ces éléments, on construit une courbe graphique A, qui représente la loi du refroidissement du thermocalorimètre vide d'air.

Deuxième période.

Le thermocalorimètre est retiré de son enceinte; on le plonge dans une cuve pleine d'eau. On ouvre la vis régulatrice V, et on laisse pénétrer de l'air sec dans le récipient *abcd*; celui-ci se remplit ainsi d'air sec à la température t sous la pression atmosphérique H.

On fait une nouvelle comparaison du thermocalorimètre rempli d'air avec le thermomètre étalon; on obtient ainsi une nouvelle table qui ne diffère de la précédente que par le déplacement du zéro.

Le thermocalorimètre est réinstallé dans son enceinte, dans laquelle on fait de nouveau le vide. Puis l'ensemble est plongé dans l'eau chaude jusqu'à ce que la colonne alcoolique approche du sommet de l'échelle. Enfin on enveloppe de nouveau l'appareil de glace fondante.

On note sur le compteur à secondes le temps que la colonne alcoolique met à passer aux divisions qui correspondent maintenant aux mêmes températures θ, θ', θ''..., et l'on construit une seconde courbe graphique A' sur ces nouveaux éléments. Cette table se rapporte au thermocalorimètre chargé d'air sous la pression H.

Soient

M la valeur en eau du thermocalorimètre entièrement vide d'air,
p le poids de l'air qu'il contient,
C la chaleur spécifique de l'air sous volume constant,
T le nombre de secondes, que le thermocalorimètre vide d'air met pour descendre de la température θ' à la température θ'',
T' le nombre de secondes que le thermocalorimètre contenant l'air sous la pression H met à descendre de θ' à θ'';

On aura la formule

$$\frac{M+pC}{M}=\frac{T'}{T},$$

d'où l'on déduira C. Mais il est facile de voir que cette méthode, théoriquement exacte, ne peut donner aucune précision, car la quantité pC est une fraction très-petite de M. Les plus petits changements de T, ou de T', en produisent immédiatement de considérables sur C. En prenant les valeurs de θ et θ' en différents points des deux courbes A et A', on trouve souvent pour C des valeurs notablement différentes. Par le fait, on ne peut obtenir qu'une approximation douteuse.

Troisième période.

Le thermocalorimètre est retiré de son enceinte, et on remplit le récipient *a b c d* d'air sec plus ou moins comprimé. Admettons que cette pression soit F pour une température *t*. On ferme hermétiquement à l'aide de la vis V; puis on fait une troisième comparaison du thermocalorimètre avec le thermomètre étalon. Il est facile de reconnaître dans cette expérience que la vis V ferme rigoureusement le réci-

pient *abcd*. Avec la nouvelle échelle thermométrique, ainsi construite, il est facile de calculer les divisions du tube auxquelles correspondent maintenant les températures θ', θ'', θ'''....

Le thermocalorimètre étant réchauffé comme précédemment, on place l'enceinte dans la glace fondante, et l'on compte encore le temps que le thermocalorimètre met à descendre, successivement, des températures θ' à θ'', à θ'''.... On construit une troisième courbe A″ du refroidissement d'après ces nouveaux éléments.

Si T″ représente le nombre de secondes que le thermocalorimètre a mis pour descendre de θ' à θ'', et P le poids de l'air comprimé qu'il renferme, on aura

$$\frac{M+PC}{M}=\frac{T''}{T}.$$

Par le fait, la quantité M ne reste pas constante, puisque la capacité annulaire, remplie d'alcool, varie avec la pression qui existe dans le récipient *abcd*, mais j'ai donné plus haut tous les éléments qui permettent de calculer sa valeur pour chaque expérience.

C'est lorsque le thermocalorimètre est chargé d'air fortement comprimé que l'on peut espérer obtenir plus d'exactitude, parce que le terme PC a alors une valeur beaucoup plus grande. Mais cette valeur est encore une fraction trop petite de M, et quelques expériences que j'ai faites sous une pression, à peu près constante, de 10 atmosphères m'ont donné des résultats trop peu concordants pour que je puisse les citer ici.

APPAREIL POUR DÉTERMINER LA CHALEUR SPÉCIFIQUE DES VAPEURS SOUS DIVERSES PRESSIONS.

A la suite de mes recherches sur la chaleur spécifique des gaz sous diverses pressions et de celles sur la chaleur spécifique des vapeurs sous la pression de l'atmosphère, expériences qui ont été publiées tome II, pages 163 et 205, j'ai fait construire en 1858 un appareil spécial pour déterminer la chaleur spécifique des vapeurs sous des pressions élevées. Cette détermination présente un haut intérêt pour la théorie des machines à vapeur, parce qu'elle permet de connaître les effets calorifiques et physiques qui se passent pendant la détente des vapeurs. J'ai fait, dans les années 1858 et 1859, un grand nombre d'expériences sur la vapeur d'eau, sur la vapeur de benzine et sur la vapeur du sulfure de carbone, me promettant de les étendre plus tard à un plus grand nombre de substances. Je me proposais même de publier dans le tome II les expériences déjà faites, et, sous cette préoccupation, j'ai fait graver le dessin de l'appareil sur l'une des planches annexées à ce volume. Malheureusement le tome II avait déjà atteint l'épaisseur réglementaire, et je dus remettre la publication du nouveau mémoire à un prochain volume.

Il trouverait naturellement sa place à la suite du mémoire sur la détente des gaz, mais aujourd'hui le même obstacle se présente, et je suis obligé encore de différer cette publica-

tion. Je me résigne d'ailleurs facilement à ce retard, parce que j'aurai le temps de compléter mon travail et de faire disparaître ou d'expliquer certaines anomalies que je trouve dans les expériences faites jusqu'ici.

Je me contenterai aujourd'hui d'exposer la méthode et de décrire l'appareil qui est représenté tome II, planche II, figures 7 et 8.

Une première cuve M, en cuivre rouge, renferme un double serpentin *efgh*. Ce serpentin est formé par un tube de cuivre rouge, sans soudure, de 10^{mm} intérieur. Une première branche verticale *ef* descend d'abord jusqu'au fond de la cuve; le tube tourne ensuite en spirale pour s'élever jusqu'au haut de la cuve; il redescend de nouveau en ligne droite jusqu'au fond pour remonter une seconde fois en spirale jusqu'en *h*. Cette double spirale constitue la chaudière de vaporisation du liquide.

Une seconde cuve N est placée près de la première; elle contient un autre serpentin formé d'une spirale simple en cuivre rouge, d'une section égale à celle du premier serpentin.

Les serpentins des deux cuves sont réunis, aux environs de *h*, à l'aide d'une forte soudure à l'argent, et d'un manchon de cuivre qui recouvre la soudure.

La seconde extrémité de ce serpentin traverse la cuve N, à l'aide d'un appendice conique que l'on voit sur la figure, et vient s'ajuster, par soudure, au récipient C du calorimètre.

Le calorimètre se compose du récipient C, dans lequel on recueille la vapeur condensée pendant l'expérience, et qui est surmonté d'un serpentin en cuivre rouge, se terminant

par une branche verticale *m*. Le récipient C est terminé en bas par une tubulure, munie d'un robinet *r*, à l'aide de laquelle on peut faire sortir le liquide provenant de la condensation de la vapeur.

Ce système est maintenu fixement dans la cuve du calorimètre, qui est enveloppée elle-même d'un cylindre en laiton mince, lui servant d'écran. Le calorimètre reçoit toujours la même quantité d'eau pour chaque expérience. Un thermomètre à mercure très-sensible *t* est observé à l'aide d'une lunette horizontale. Enfin un agitateur remue constamment l'eau du calorimètre d'un mouvement uniforme.

Les cuves M et N sont remplies d'huile de palme; on les chauffe avec des lampes à gaz, disposées de façon que l'on puisse les régler à volonté, soit pour donner aux bains d'huile une marche plus ou moins rapidement croissante, soit pour les maintenir à une température sensiblement constante. Des agitateurs, mus par la machine, tiennent l'huile dans une agitation continuelle. Chaque cuve possède un thermomètre à mercure t', t'', qui conserve une position absolument fixe dans toutes les expériences. Ces thermomètres à mercure ont été comparés avec le thermomètre à air dans une seule N des deux cuves, en leur donnant exactement la position qu'ils devront conserver dans les expériences, ainsi qu'il a été dit tome II, page 63.

Les deux cuves sont maintenues solidairement par un même couvercle, fixé à l'aide de boulons; elles communiquent par une rigole, dans laquelle se trouve la réunion entre les serpentins des deux cuves; mais deux petites plaques, qui ne sont pas marquées sur la figure 7, empêchent la communication de l'huile des deux cuves.

Le liquide volatil qui doit être soumis à l'expérience est contenu dans un récipient *a b*, qui était en verre pendant une partie de mes expériences. Ce récipient est maintenu dans un cylindre de verre rempli d'eau. Le récipient *a b* est mastiqué dans une pièce métallique *a*, munie d'une première tubulure *j s*, par laquelle on peut faire communiquer le récipient avec le réservoir à air comprimé V, et d'une seconde tubulure qui est traversée par un fil capillaire d'argent *cde*, descendant jusqu'au fond du récipient *a b*. Ce fil capillaire, très-facilement flexible, est ajusté, à l'aide d'une pièce métallique *e*, à l'intérieur de la branche verticale *ef* du double serpentin de la première cuve à huile M.

On se sert du système des deux gros réservoirs à air accouplés, disposés comme le montre la figure 7. Il sert, à la fois, à maintenir dans tout l'appareil une pression constante produite par une atmosphère artificielle, et à faire écouler, avec une vitesse uniforme que l'on peut modifier à volonté, le liquide contenu dans le récipient *a b*.

Le gros réservoir W communique, par le gros tube R″R, avec le serpentin du calorimètre, par suite avec la totalité de l'appareil. Le grand manomètre à air libre $q\gamma\delta$, disposé, comme le montre la figure, indique la pression qui existe dans le gros réservoir W', par suite dans le système calorimétrique entier.

Un petit manomètre différentiel $\alpha\beta$ à mercure est intercalé entre le plus petit réservoir V et le grand manomètre à air libre. Il indique constamment la différence de pression qui existe entre les réservoirs V et W.

Cela posé, supposons l'appareil disposé pour une expé-

rience, c'est-à-dire : le récipient ab chargé de la quantité de liquide que l'on veut vaporiser ;

La cuve M est chauffée à une température T, supérieure à celle d'ébullition du liquide que l'on veut vaporiser sous la pression F ; on règle la lampe à gaz de manière que la température du bain d'huile M continue à monter lentement, afin de compenser plus tard la chaleur prise par la vaporisation du liquide ;

La cuve N est chauffée à une température T′ supérieure aussi à la température d'ébullition du liquide sous la pression F, mais qui peut être plus haute ou plus basse que T. La lampe à gaz a été réglée pour que la température T′ reste sensiblement constante pendant toute la durée de l'expérience ;

Enfin le calorimètre est chargé de sa quantité normale d'eau, et les agitateurs sont en mouvement régulier.

Lorsque, à l'aide de la machine, on a amené l'air à la pression F indiquée par le grand manomètre à air libre, les robinets R, R′, R″, S, S′ et s sont ouverts ; par conséquent, une pression uniforme règne dans tout l'appareil, et le manomètre différentiel $\alpha\beta$ marque zéro. On ferme alors les robinets R′ et S′ ; la machine continuant à fonctionner n'envoie plus d'air que dans le petit réservoir V, le manomètre différentiel commence à marcher.

On arrête la pompe foulante et l'on ferme le robinet S quand le manomètre différentiel marque un excès de pression f, qui est celui que l'on a reconnu comme produisant la vitesse d'écoulement la plus convenable du liquide contenu dans le récipient ab.

On est alors prêt pour l'expérience.

On commence par suivre, pendant 10 minutes, la variation que le thermomètre *t* du calorimètre subit par l'influence des causes extérieures; puis on ouvre les robinets S' et *s*. Sous l'influence de l'excès de pression du petit réservoir V, le liquide du récipient *a b* est poussé dans le serpentin double de la cuve M; la très-petite section du fil capillaire d'argent rallentit naturellement l'écoulement. Le liquide coulant en un filet mince le long des parois chaudes du serpentin, se vaporise promptement; la vapeur parcourt le serpentin double, deux fois en descendant et deux fois en montant, avant d'arriver au serpentin de la seconde cuve N. Elle traverse le long serpentin de la cuve N et vient se condenser dans le récipient C du calorimètre.

Lorsqu'on se sert du récipient en verre *a b*, on voit le moment où le liquide s'est écoulé à peu près en entier; on ferme alors les robinets S' et *s*.

On continue à observer, de minute en minute, le thermomètre *t* du calorimètre jusqu'à 10 minutes après la cessation de l'écoulement; ce temps est nécessaire pour que le liquide condensé dans le récipient C se soit mis sensiblement en équilibre de température avec l'eau du calorimètre.

Enfin on suit, comme à l'ordinaire, la variation de température que subit le calorimètre sous l'influence des causes perturbatrices extérieures.

On fait écouler le liquide du récipient C et on le recueille dans le flacon, en suivant exactement toutes les précautions que j'ai développées avec détail tome II, page 771, pour des expériences faites dans des conditions analogues. On détermine le poids P de ce liquide.

Soient

M la valeur en eau du calorimètre,
θ la température initiale du calorimètre,
θ' sa température finale,
$\Delta\theta$ la variation de température qu'il a subie, mais après correction des effets dus aux causes perturbatrices extérieures;

la quantité de chaleur gagnée par le calorimètre est $M\Delta\theta$, et elle est produite par un poids P de vapeur, à la température T' et sous la pression F; cette vapeur se condense en un liquide qui reste à la température θ' et sous cette même pression F.

Supposons, comme exemple, qu'on opère sur l'eau et que l'on veuille connaître la chaleur spécifique de sa vapeur sous la pression de cinq atmosphères.

La température τ d'ébullition de l'eau sous cinq atmosphères est $\tau = 152^{\circ},22$ pour $F = 3800^{mm},0$ (t. I, p. 625). On portera donc la pression de l'air dans le grand réservoir W, par suite dans tout l'appareil, à 3800^{mm}, environ. On chauffera le premier bain d'huile M à une température T, supérieure, de 10, 20, 30... 50°, à la température d'ébullition de l'eau sous la pression F, et l'on maintiendra, au contraire, le second bain d'huile N à une température constante d'environ 162 degrés pour toute une série d'expériences. On calculera, pour chaque expérience et d'après les éléments qu'elle a fournis, la quantité totale de chaleur que la vapeur a abandonnée au calorimètre dans ces circonstances.

On fait varier beaucoup, à dessein, la température du premier bain d'huile, non-seulement pour être certain de n'envoyer dans le second serpentin que de la vapeur sèche, mais

de plus pour reconnaître si la vapeur prend bien régulièrement la température de l'huile du bain N, quand elle passe par le serpentin qui y est plongé, avec la vitesse d'écoulement qu'on produit dans l'expérience, sans être influencée par la température qu'elle avait prise dans le premier bain M.

On fait maintenant une seconde série d'expériences sous la même pression $F = 3800^{mm}$, mais en maintenant le bain d'huile de la cuve N à une température beaucoup plus élevée T'', par exemple, à 260 ou 270 degrés, la première cuve M restant à peu près à la même température que pour la première série. L'expérience sera d'ailleurs conduite exactement de la même manière.

Si l'on chauffe la première cuve M à une température beaucoup plus élevée, par exemple, voisine de 260 degrés, les résultats ne doivent pas en être influencés, si le serpentin de la seconde cuve N ramène toujours exactement la température de la vapeur qui le traverse. On s'assurera de ce fait.

Si l'on retranche le résultat moyen obtenu dans les expériences de la première série du résultat moyen donné par les expériences de la seconde série, on aura une différence qui représentera la capacité calorifique de la vapeur d'eau possédant une force élastique $F = 3800^{mm}$, quand, sans changer de pression, elle passera de la température T' à la température T''. Bien entendu que l'on a ramené, par le calcul, le résultat de chaque expérience, à un même poids de vapeur, celui de 1 kilogramme par exemple, et la température finale variable θ' de l'eau condensée, à 0°.

On fera donc ainsi, chaque fois, deux séries d'expériences

sous une même pression F, mais à des températures très-différentes, et l'on reconnaîtra comment la chaleur spécifique de la vapeur varie avec la pression.

Pour obtenir une valeur suffisamment précise de la capacité calorifique de la vapeur, il faut que la différence $T'' - T'$ soit la plus grande possible. Or cette condition est difficile à réaliser pour l'eau sous de grandes pressions, car un bain d'huile ne peut pas être chauffé au-dessus de 300°. Les expériences sont déjà extrêmement pénibles à cette température; de plus on doit toujours craindre la rupture de quelque soudure à cette haute température et sous une si forte pression.

Je viens d'indiquer l'obstacle principal que l'on rencontre dans ces expériences. J'ai fait bien des tentatives pour me passer des bains d'huile. On ne peut pas songer aux bains formés par des métaux liquides, car tous attaqueraient les serpentins et les mettraient hors de service. On ne réussirait pas mieux avec des bains formés par des alcalis ou des sels fondus. J'ai essayé les courants d'air très-chauds, parcourant successivement plusieurs enveloppes concentriques pour éviter le refroidissement extérieur; mais ils n'ont pas assez de masse et ils maintiennent bien difficilement à une température constante un long serpentin, lorsque celui-ci est parcouru par un courant gazeux plus froid. Malheureusement aussi, les soudures métalliques s'altèrent promptement dans un courant d'air très-chaud. Quoi qu'il en soit, je décrirai dans mon mémoire les dispositions qui m'ont le mieux réussi.

J'ai souvent remplacé le récipient en verre *ab* par un récipient métallique de plus grande capacité, qui peut tenir la quantité de liquide nécessaire pour plusieurs expériences.

Dans ce cas je n'emploie plus un fil capillaire d'argent simple, amenant le liquide depuis le récipient *ab* jusque dans le serpentin. Je donne au récipient la forme indiquée par la figure 10, planche V, tome III.

Le récipient *ab* se termine en bas par une tubulure munie d'un robinet *u* ; c'est par cette tubulure que l'on introduit le liquide dans le récipient, sans qu'il soit nécessaire de détacher celui-ci de l'appareil. Dans la tubulure supérieure *i* on a soudé un tube en laiton *ci*, qui est muni d'un robinet *d* et qui continue jusqu'à la bride *e*. C'est seulement à partir de cette bride que commence le fil capillaire en argent *ef*, qui s'étend dans la branche verticale *ef* du serpentin du premier bain d'huile, fig. 7, planche V, tome III. La présence du robinet *d* est ici nécessaire pour arrêter complétement l'arrivée du liquide dans le serpentin.

APPAREIL POUR DÉTERMINER LA CHALEUR LATENTE DE VAPORISATION DES LIQUIDES QUI PROVIENNENT DE LA CONDENSATION DES GAZ SOUS HAUTE PRESSION.

Dans mon second mémoire sur la chaleur latente de vaporisation des liquides, j'ai annoncé, tome II, page 762, que je réservais au volume suivant, la partie de mes recherches qui concerne les liquides les plus volatils, savoir ceux qui résultent de la condensation par le froid, ou par la compression, des substances qui sont gazeuses dans les conditions ordinaires de notre atmosphère. Malheureusement, mon mémoire sur la détente des gaz a pris une telle extension que je suis encore obligé de retarder la publication de mes recherches sur les gaz liquéfiés.

Néanmoins je crois utile de donner tout de suite la description de l'appareil qui m'a servi pour ces recherches, d'abord parce qu'il est représenté par les figures 2, 3 et 4 de la planche V, qui est annexée au présent volume, et ensuite parce qu'il est disposé de façon à donner, en même temps, la chaleur absorbée par la détente du gaz.

L'appareil consiste en deux calorimètres conjugués GHIK, QRST. C'est dans le premier calorimètre GHIK que se fait la vaporisation du liquide qu'on y a condensé par compression ; la vapeur, saturée sous la pression qui convient à la température de ce calorimètre, traverse un serpentin qui lui donne cette température, et se détend dans le second calori-

mètre QRST jusqu'à la pression atmosphérique. J'appellerai ce second calorimètre *calorimètre de détente.*

Deux forts cylindres en laiton ABC, DEF (fig. 2) sont vissés, puis soudés à la soudure d'argent sur une pièce en laiton *ebcf*. Cette pièce est forée suivant *abc*, suivant *xj*, et suivant *i*. Un gros robinet R, percé suivant deux directions rectangulaires, est monté sur cette pièce. A l'aide de ce robinet, on peut faire communiquer, à volonté, l'intérieur du récipient ABC, par le tube *dx*, avec le réservoir qui contient le liquide sous haute pression, lorsque le robinet R est dans la position représentée par la figure 2, ou avec le tube latéral DEF quand on tourne ce robinet dans la position représentée (fig. 2 *a*).

Sur l'ouverture *i*, communiquant avec l'intérieur du tube DEF, on a soudé hermétiquement un serpentin en cuivre rouge, qui circule en spirale autour de l'ensemble des deux tubes ABC et DEF. Ce serpentin *ghklm* (fig. 3) a un diamètre intérieur de 4 millimètres; il se termine en *m* par un orifice capillaire en mince paroi.

L'appareil complexe, que je viens de décrire, se place dans une cuve en laiton GHIK; on l'y fixe à l'aide d'un écrou *y*, qui se monte sur l'extrémité *lm* du serpentin, et s'appuie sur la paroi de la cuve. Une petite tige métallique verticale *uv* (fig. 2) sert à maintenir le système.

Le calorimètre pour la détente se compose d'un grand espace cylindrique MNOP, dans lequel le gaz se détend au sortir de l'orifice capillaire *m*. L'extrémité *lm* du serpentin est fixée à l'aide d'un bouchon de liége dans la tubulure *np*. Le récipient MNOP communique en *w* avec un serpentin qui tourne autour de lui en spirale, pour déboucher en dehors

suivant le tube *rs*. La section intérieure de ce serpentin est de 8 millimètres.

Chacun des calorimètres est muni d'un thermomètre à mercure très-sensible, et d'un agitateur qui remue l'eau d'un mouvement uniforme.

Je m'abstiendrai d'inscrire les dimensions des diverses parties de l'appareil : il me suffira de dire que les figures 2, 3 et 4 sont faites exactement au tiers de la grandeur naturelle.

Je vais décrire les expériences que j'ai faites avec cet appareil sur l'acide carbonique liquide.

L'acide carbonique a été liquéfié dans le réservoir ordinaire de l'appareil Thilorier. On a mis ce réservoir dans une cuve pleine d'eau et on lui donne une position telle que le tube étroit, par lequel on fait sortir ordinairement l'acide carbonique liquide, plonge seulement dans l'atmosphère gazeuse de ce réservoir.

Le système des deux récipients ABC, DEF avec le serpentin qui y est joint, est retiré de la cuve GHIK ; on le place dans une autre cuve remplie d'un mélange réfrigérant liquide. On adapte en *d* le tube de cuivre qui communique avec le réservoir Thilorier. Le robinet R est dans la position que montre la figure 2 ; on ouvre le robinet du réservoir, le gaz acide carbonique passe dans le récipient ABC, où il se liquéfie de nouveau à cause de la basse température. On s'assure alors qu'il n'y a aucune perte de gaz, cela est facile puisque l'appareil est plongé dans un liquide. Le second récipient DEF ne communique pas avec le premier ABC ; il est rempli d'acide carbonique sous la pression de l'atmosphère, et on peut reconnaître qu'il ne sort pas de gaz par l'orifice capillaire *m*.

Quand on juge qu'il s'est formé une quantité suffisante d'acide carbonique liquide dans le récipient ABC, on tourne le robinet R dans la position de la figure 2 *b*, et on détache le tube *dx*. On fait séjourner pendant quelque temps l'appareil dans de l'eau à la température ambiante, puis on l'essuie et et on le sèche complétement. On l'attache ensuite sous l'un des plateaux d'une balance et on rétablit l'équilibre par une tare. On s'assure ainsi, bien rigoureusement, que l'appareil ne présente aucune fuite.

L'appareil est ensuite replacé dans la cuve GHIK; on y ajoute le calorimètre de détente QRST comme le montre la figure 3; enfin on charge chacun des calorimètres d'une quantité d'eau préalablement fixée, et l'on met les agitateurs en mouvement. Le système des calorimètres est renfermé dans une caisse qui le préserve autant que possible des courants extérieurs. Le gaz sortant du calorimètre de détente par le tube *rs* est dirigé vers un compteur, sur lequel on apprécie la vitesse du courant aux divers moments, et finalement la quantité totale de gaz sortie pendant l'expérience.

On attend un quart d'heure environ pour être certain que l'acide carbonique liquide du récipient ABC s'est mis en équilibre de température avec l'eau de son calorimètre, et l'on fait l'observation des 10 minutes initiales pour déterminer les variations de température que subissent les thermomètres T et T' des deux calorimètres par les causes extérieures.

On tourne alors brusquement le robinet R, de la position (fig. 2 *b*) qu'il a maintenant à la position de la figure 2*a*. L'acide carbonique liquide du récipient ABC prend l'état gazeux; il passe dans le récipient accessoire DEF, de là

dans le serpentin où il se met en équilibre de température avec l'eau de ce calorimètre; il s'échappe par l'orifice capillaire *m*, se détend dans le grand espace cylindrique MNOP, traverse, sous une pression très-peu différente de celle de l'air extérieur, le large serpentin de la cuve QRST, et sort par le tube *rs* pour se rendre dans le compteur.

J'admets : 1° que l'acide carbonique liquide du récipient ABC est toujours en équilibre avec la température variable θ de l'eau qui l'environne, par suite que l'atmosphère qui le surmonte est de la vapeur d'acide carbonique saturée à cette température θ; 2° que cet état de saturation continue dans le récipient additionnel DEF et dans le serpentin jusqu'à l'orifice capillaire *m*.

La détente se fait au sortir de cet orifice depuis la pression F, qui est la tension de la vapeur d'acide carbonique à saturation à la température θ, jusqu'à la pression atmosphérique H. Enfin le gaz sort du calorimètre à détente par un tube dont la section a 8 millimètres, et j'admets qu'il a la température τ de l'eau de ce calorimètre.

On continue à observer la marche des thermomètres T, T' pendant l'écoulement du gaz, et quand l'écoulement est terminé, ce que l'on reconnaît facilement au compteur, on continue encore à observer, de minute en minute, les thermomètres pendant dix minutes, pour être certain que les diverses parties de chaque calorimètre sont bien en équilibre de température. Enfin, on procède à l'observation des 10 minutes finales, sous l'influence des causes perturbatrices extérieures.

On détache maintenant l'appareil aux deux récipients accouplés, avee serpentin, de la cuve GHIK; cet appareil est

rempli, comme au commencement de l'expérience, de gaz acide carbonique sous la pression de l'atmosphère. Après l'avoir bien essuyé et séché, on le replace sur la balance. Le poids P, qu'il faut lui ajouter pour rétablir l'équilibre avec la tare, représente le poids de l'acide carbonique qui s'est écoulé à travers l'appareil.

Le poids total P de l'acide carbonique qui sortira du récipient se compose du poids inconnu P' d'acide carbonique qui s'y trouve à l'état liquide, et du poids P — P' d'acide carbonique gazeux qui occupe le reste de l'espace du récipient, à une température θ et avec une force élastique F_0 qui est celle de la vapeur d'acide carbonique à saturation à la température θ. La force élastique F_0 doit être calculée par la formule que j'ai donnée tome II, page 625.

Je désigne par θ' la température finale du premier calorimètre, et j'admets que la totalité de l'acide carbonique sort du calorimètre par l'orifice capillaire *m* à la température moyenne $\frac{\theta+\theta'}{2}$, par suite avec la force élastique F' qui correspond à cette température moyenne.

Je représente par $\Delta\theta$ la variation de température qu'a subie ce premier calorimètre pendant l'expérience, cette variation ayant été corrigée, préalablement, des effets produits par les causes perturbatrices extérieures. J'appelle M la valeur en eau du premier calorimètre.

La quantité Q de chaleur perdue par ce calorimètre sera

$$Q = M\Delta\theta.$$

Elle se compose de la quantité de chaleur qu'un poids P'

d'acide carbonique liquide, à la température θ, prend pour se transformer en vapeur saturée à la température $\frac{\theta+\theta'}{2}$;

De plus de la quantité de chaleur qu'un poids $(P-P')$ d'acide carbonique gazeux, à la température θ et ayant la force élastique F, absorbe pour se détendre jusqu'à la force élastique H de l'atmosphère extérieure.

Soient :

M' la valeur en eau du calorimètre à détente,
τ sa température primitive,
τ' sa température finale,

Nous admettrons que le poids total P d'acide carbonique en sort à la température moyenne $\frac{\tau+\tau'}{2}$ de ce calorimètre,

$\Delta\tau$ l'abaissement de température qu'a subi ce calorimètre, après correction des effets produits par les causes perturbatrices extérieures,

Enfin Q' la quantité de chaleur perdue par ce calorimètre,

Nous aurons

$$Q' = M'\Delta\tau.$$

Je vais inscrire quelques données numériques, nécessaires pour déterminer les éléments qui entrent dans le calcul des expériences.

Poids du premier calorimètre.........	2465gr66 valeur en eau...	231gr53
Poids de l'eau de la jauge....................................		2122,02
		$M = 2353,55$
		$\operatorname{Log} M = 3,3717327$
Poids du second calorimètre à détente..	2255gr79 valeur en eau...	211gr82
Poids de l'eau de la jauge....................................		1735,23
		$M' = 1947,05$
		$\operatorname{Log} M' = 3,2893660$

Dimensions des deux récipients cylindriques du premier calorimètre :

Gros cylindre	diamètre intérieur.....	41^{mm}
	hauteur.............	189^{mm}
Petit cylindre	diamètre intérieur.....	18^{mm}
	hauteur..............	189^{mm}

La capacité de chacun de ces cylindres peut être calculée d'après ces données, mais en y ajoutant la capacité de la calotte sphérique qui les termine en bas.

La capacité du grand cylindre ABC, qui est la seule que nous ayons besoin de connaître, a été trouvée de $269^{cc},6$.

D'après Thilorier, la densité de l'acide carbonique liquide serait à peu près 0,8 vers + 15° ; dans ce cas, le grand récipient ABC pourrait contenir $215^{gr},6$ d'acide carbonique liquide.

Dans chaque expérience, la pesée donne la quantité totale d'acide carbonique qui s'écoulera de l'appareil ; le compteur donne le nombre de litres occupé par ce même gaz, et on peut calculer le poids qui y correspond. On a donc deux moyens de connaître le poids P ; les deux résultats diffèrent toujours très-peu.

On n'a aucun moyen précis pour connaître le poids P′ d'acide carbonique qui existe réellement à l'état liquide dans le récipient ABC, mais on en obtient une valeur très-approchée de la manière suivante :

Je prendrai pour exemple l'expérience I du tableau qui va suivre. Le poids total de l'acide carbonique d'après

la pesée est 189gr,45. Supposons que cet acide soit liquide en entier ; il occuperait dans le récipient un volume $269^{cc},6 . \frac{189,45}{215,6}$, c'est-à-dire $236^{cc},90$. Il resterait donc un espace libre de $32^{cc},7$; cet espace était rempli d'acide carbonique gazeux à la température θ et sous la force élastique F.

Ce volume d'acide carbonique gazeux pèse

$$32,7 . 0^{gr}001293 . 1,529 . \frac{1}{1+\alpha\theta} . \frac{F}{760}$$

Il serait plus exact de tenir compte du grand écart que l'acide carbonique présente par rapport à la loi de Mariotte, mais il ne s'agit ici que de l'évaluation d'une très-petite quantité.

Pour l'expérience I

$$\theta = 15°63$$
$$F = 40286^{mm}$$

Le poids de l'acide carbonique gazeux est donc de 3gr,240.

Par suite, le poids de l'acide carbonique liquide est de 186gr,21.

Ainsi on a

$$P' = 186^{gr}21$$
$$P - P' = 3^{gr}240$$

C'est de cette manière qu'on a calculé les valeurs de P' et de (P — P') du tableau.

	I.	II.	III.
P	$189^{gr}45$	181,50	172,10
P'	$186^{gr}21$	177,09	166,58
P — P'	$3^{gr}240$	4,407	5,519
θ	15°627	17,575	16,751
θ'	11°725	13,970	13,268
$\frac{\theta+\theta'}{2}$	13°676	15,772	15,009
F	$40286^{mm}0$	42258,0	41422,0
F'	38416,0	40430,0	39657,0
$\Delta\theta$	— 3°9308	— 3,5161	— 3,4365
$M\Delta\theta$	— 9251,6	— 8275,4	— 8088,1
τ	14°069	13 404	12,786
τ'	13°151	12,385	11,980
$\Delta\tau$	— 0°9104	— 1,1390	— 0,9425
$M'\Delta\tau$	— 1772,6	— 2217,7	— 1835,1
$M\Delta\theta + M'\Delta\tau$	— 11024,2	— 10493,1	— 9923,2

Cherchons maintenant à analyser les effets qui se sont produits, successivement, dans les deux calorimètres.

Au commencement de l'expérience, le premier calorimètre contient :

1° Un poids P' d'acide carbonique à sa température initiale θ;

2° Un poids (P — P') d'acide carbonique resté gazeux à cette même température θ. Nous avons admis que c'était de la vapeur à saturation, dont la force élastique F peut être calculée à l'aide de la formule que j'ai donnée tome II, page 625.

La totalité de cet acide carbonique s'échappe des calori-

mètres avec la vitesse qui lui reste à la sortie, et à la température moyenne $\frac{\tau+\tau'}{2}$ que le second calorimètre possède pendant l'expérience. Mais l'expérience n'a été faite que pour déterminer l'effet produit par l'acide liquide.

Cherchons d'abord la quantité de chaleur que le poids (P — P') d'acide carbonique gazeux a dû prendre dans ce cas au système des deux calorimètres :

Sa température s'est abaissée de θ à $\frac{\tau+\tau'}{2}$. Nous supposerons, quoique cela ne soit pas probable pour de si hautes pressions, que la capacité calorifique en poids de l'acide carbonique gazeux est la même sous toutes les pressions. Soit c cette capacité calorifique entre θ et $\frac{\tau+\tau'}{2}$; la quantité s de chaleur que le gaz a abandonnée par ce fait aux calorimètres sera

$$s = (P - P')\, c \left(\theta - \frac{\tau+\tau'}{2}\right).$$

En outre, l'acide carbonique gazeux, sans changer de température, se détend depuis la force élastique F jusqu'à celle H de l'atmosphère extérieure. La quantité q de chaleur qu'il enlève ainsi aux calorimètres est donnée par la formule

$$q = \frac{10333}{1,2932.1,529} \frac{P - P'}{\varepsilon} \left(1 + \alpha \frac{\tau+\tau'}{2}\right) \qquad (13)$$

dans laquelle il faut mettre pour ε la valeur qui convient à l'acide carbonique gazeux entre les forces élastiques F et H. Malheureusement cette donnée nous manque; mes expé-

riences des pages 889 et 893 montrent que la valeur de ε diminue rapidement à mesure que la pression augmente, mais dans ces expériences le gaz n'a pas dépassé la force élastique de 12540 millimètres, tandis que, dans les expériences actuelles pour lesquelles il faut connaître la valeur de ε, la force élastique a atteint 42258 millimètres. Mon intention était de me servir du même appareil pour déterminer cet élément sous ces très-fortes pressions, mais j'en ai été empêché par un accident grave, survenu à l'appareil, et j'ai dû y renoncer pour le moment.

Je me suis contenté de calculer, d'après les résultats consignés page 889 et suivantes, une formule d'interpolation

$$E - \varepsilon = B(F - H) + C(F - H)^2 \qquad (14)$$

dans laquelle $\varepsilon = E$ quand $F - H = 0$.

Sur une courbe graphique, que j'ai tracée de manière à satisfaire le mieux possible à toutes les données de l'expérience, je relève les éléments suivants :

$$F - H = 6000^{mm}, \qquad E - \varepsilon = 50{,}0$$
$$F - H = 12000, \qquad E - \varepsilon = 91{,}5$$

Je déduis de là

$$\text{Log } B = \bar{3}{,}9563597$$
$$\text{Log } C = \bar{7}{,}0720865$$

B positif, C négatif.

Cette courbe tourne sa concavité vers l'axe des abscisses, de sorte que $E - \varepsilon$ s'accroît moins rapidement que l'excès de pression $(F - H)$.

La formule étant calculée depuis $F-H=0$ jusqu'à $F-H=12000$ millimètres ne peut pas être employée avec confiance pour des pressions plus élevées. Elle ne donnera donc que des valeurs, plus ou moins approchées, pour les très-grandes forces élastiques qui existent dans les expériences que nous discutons maintenant.

Dans les expériences de la page 934, la moyenne de F est $41322^{mm}3$, à laquelle correspond une moyenne de $F-H=40562$ millimètres;

La formule donne

$$E-\varepsilon=172,6,$$

d'où

$$\varepsilon=263,5.$$

Si je calcule les valeurs de q pour chaque expérience avec cette valeur de ε, je peux former le tableau suivant :

	I.	II.	III.
$s=$	$+\ 1,25$	$+\ 3,94$	$+\ 4,59$
$q=$	$-\ 67,47$	$-\ 91,51$	$-\ 114,49$
$s+q=$	$-\ 66,22$	$-\ 87,57$	$-\ 109,90$

D'après cela, le poids $P-P'$ d'acide carbonique gazeux a enlevé aux calorimètres par le fait de sa détente une quantité de chaleur $(q-s)$. Cette quantité doit être retranchée de $M\Delta\theta+M'\Delta\tau$, pour avoir la quantité de chaleur Q enlevée aux calorimètres par le poids P' d'acide carbonique liquide. On a ainsi

	I.	II.	III.
$Q=$	10956,7	10401,6	9808,7

Nous avons supposé que l'acide carbonique total sortait

de l'appareil à la température moyenne $\frac{\tau+\tau'}{2}$ du calorimètre; il s'est donc refroidi de $\theta - \frac{\tau+\tau'}{2}$. Pour le ramenèr à sa température primitive θ, les calorimètres devraient lui donner une quantité de chaleur

$$s' = P'c\left(\theta - \frac{\tau+\tau'}{2}\right),$$

dont la valeur est pour chaque expérience

	I.	II.	III.
$s'=$	71,70	158,21	138,97

Ces quantités doivent être ajoutées aux valeurs précédentes de Q pour avoir les quantités de chaleur enlevées aux calorimètres par le poids P' d'acide carbonique liquide, s'il sortait de l'appareil avec la force élastique de l'atmosphère, mais en conservant sa température primitive θ. On obtient ainsi

	I.	II.	III.
$Q'=$	11028,4	10559,8	9947,6

En divisant les valeurs de Q' par celles de P' pour chaque expérience, on obtient *la quantité de chaleur* λ' *qu'un gramme d'acide carbonique liquide, à la température* θ *et sous la pression F, absorbe quand il se transforme en gaz acide carbonique sous la pression atmosphérique H, en conservant sa température primitive* θ *et la vitesse qu'il possède à la sortie du calorimètre de détente.*

Les valeurs de λ' sont les suivantes :

	I.	II.	III.
$\lambda' =$	59,22	59,63	59,72

Dans mes précédents mémoires sur les chaleurs latentes de vaporisation des liquides, tome I, page 635 et tome II, page 761, j'ai appelé *chaleur totale* la quantité de chaleur qu'il faut fournir à l'unité de poids du liquide à 0°, pour le transformer en vapeur saturée sous la pression F. Je voudrais conserver la même définition pour les liquides très-volatils, mais cela est difficile dans bien des cas. Ainsi, pour l'appliquer à l'acide carbonique, il faudrait connaître la capacité calorifique de l'acide liquide, laquelle n'a pas été déterminée jusqu'ici. Nous devons, pour le moment, nous borner à chercher *la quantité de chaleur qu'il faut donner à* 1 *gramme d'acide carbonique liquide à* θ°, *pour le transformer en vapeur saturée à cette même température* θ *pour laquelle la force élastique est F;* c'est-à-dire *la chaleur latente de vaporisation* λ de l'acide carbonique liquide sous la pression F.

Cette chaleur latente est comprise dans notre quantité λ', mais il est difficile de l'en extraire.

La quantité de chaleur λ' se compose, en effet, de la chaleur latente λ, plus de la quantité de chaleur q' qu'un gramme d'acide carbonique gazeux à la température θ et avec la force élastique F absorbe pour se détendre jusqu'à la pression atmosphérique H, en conservant la même température θ.

Or, cette quantité q' est donnée par la formule (12) de la page 889, qui devient ici

$$q' = \frac{10333}{1,2932 \cdot 1,529} \cdot \frac{1}{4}(1+\alpha\theta). \tag{15}$$

Mais pouvons-nous poser ici $\varepsilon = 263,5$, qui correspond à $F - H = 40562$; en d'autres termes, pouvons-nous admettre que la vapeur d'acide carbonique sort du premier calorimètre à l'état de vapeur saturée avec la force élastique $\frac{F+F'}{2}$, ce qui suppose que l'acide carbonique reste toujours dans notre calorimètre en équilibre de température avec l'eau qui l'environne. Mes expériences prouvent qu'il est loin d'en être ainsi. Pendant la vaporisation si rapide de l'acide carbonique, l'acide liquide descend beaucoup au-dessous de la température de l'eau du calorimètre, de sorte que la force élastique du gaz dans le premier calorimètre n'est ni F, ni $\frac{F+F'}{2}$, comme nous l'avons admis dans nos calculs, mais une quantité f beaucoup moindre, et constamment variable pendant l'expérience, suivant une loi qu'il est impossible de définir.

La disposition que j'ai donnée à l'appareil, l'addition du calorimètre à détente, permettent de reconnaître qu'il en est réellement ainsi, et l'on peut déterminer la pression moyenne f avec laquelle le gaz acide carbonique sort du premier calorimètre. En effet, notre second calorimètre fonctionne comme celui des expériences de la page 657 ; or ces expériences montrent que, pour un changement de force élastique correspondant à 1 mètre de mercure, la température du gaz acide carbonique descend de y_1 degrés (page 664). On peut donc poser

$$Pcy_1 \frac{f-H}{1000} = M'\Delta\tau,$$

d'où

$$f - H = \frac{1000 M'\Delta\tau}{Pcy_1}. \qquad (16)$$

Pour une première approximation, nous supposerons f très-peu différent de F; dans ce cas, on a $y_1 = -2°124$ (page 664). On pourra ainsi former le tableau suivant :

$\frac{F+F'}{2} - H$	$f - H$	Température d'ébullition de l'acide carbonique sous la pression f.
38591mm	23076mm	— 4°5
40584	30135	+ 4,2
39780	26298	— 0,9

La température de l'acide carbonique liquide s'abaisserait donc dans le calorimètre, beaucoup au-dessous de celle de l'eau qui l'entoure. Naturellement l'abaissement sera d'autant plus considérable que la vaporisation sera plus rapide, c'est ce que l'on trouve en effet dans le tableau suivant, qui présente le nombre de litres écoulés par seconde dans chaque expérience, tel qu'il a été relevé sur le compteur à gaz.

Minutes.	Nombre de litres écoulés par minute. I.	II.	III.
0	»	»	»
1	25	13,1	9
2	26,5	13,0	19
3	21,3	9,0	17
4	17,2	7,0	13
5	12,3	7,0	10
6		6,0	
7		5,0	
8	0,6	5,0	25,6
9		5,5	
10		4,5	
		23,0	
15			,0
		1,2	
20			

On reconnaît aussi que la vitesse d'écoulement diminue assez rapidement à mesure que le temps se prolonge ; cela prouve que la température du liquide s'abaisse successivement par la volatilisation.

Nous venons de démontrer que l'acide carbonique gazeux ne présente dans le calorimètre qu'une force élastique f, nous allons calculer la valeur de y_1 qui y correspond, en interpolant entre les valeurs données page 664 ; nous trouvons ainsi

1re expérience.............	1°8801
2e expérience.............	1°9910
3e expérience.............	1°9307

Ces valeurs de y_1 sont beaucoup moindres que celle $y_1 = 2°,124$ que j'ai admise dans mon premier calcul approximatif de $f - H$ (page 941) ; il convient donc de calculer, de nouveau, $f - H$ pour chaque expérience par la formule (16), en y introduisant les valeurs de y_1 que je viens de transcrire. Je trouve ainsi

	$f - H$
1re expérience.............	25059
2e expérience.............	32148
3e expérience.............	28931

Portons maintenant ces valeurs de $(f - H)$ dans la formule (14) pour obtenir les valeurs de $E - \varepsilon$, par suite celles de ε qui leur correspondent, nous aurons :

	$E - \varepsilon$		ε
1re expérience.........	155,5	....	280,6
2e expérience.........	168,7	....	267,4
3e expérience.........	162,8	....	273,3

Enfin, la formule (15) donne, avec ces nouvelles valeurs de ε, les quantités q' de chaleur enlevées par la détente du gaz,

	q'.
1re expérience...........	$q' = 19{,}69$
2e expérience...........	$q' = 20{,}81$
3e expérience...........	$q' = 20{,}30$

On a ainsi

	I.	II.	III.
$\lambda = \lambda' - q' =$	39,53	38,82	39,42

Les valeurs de q' ne sont qu'approchées, car la formule qui nous a donné les valeurs de ε a été appliquée bien au-delà des limites entre lesquelles on a calculé ses constantes. De plus, nous l'appliquons ici à de l'acide carbonique qui part de l'état de saturation, tandis que les constantes de la formule ont été calculées d'après des expériences faites sur de la vapeur surchauffée.

Quoi qu'il en soit, on trouve alors pour la chaleur latente de l'acide carbonique ($\lambda = \lambda' - q'$), sous la pression F, les valeurs suivantes :

	λ.		F.
1re expérience.........	39,53	....	23836
2e expérience.........	38,82	....	30895
3e expérience.........	39,42	....	27058

Je me proposais de faire une seconde série d'expériences à une température plus élevée, en portant l'eau des calorimètres à 20°. Mais, à la première expérience, le récipient ABC fit explosion, heureusement sans occasionner d'accident grave. La calotte inférieure B fut arrachée, et tout l'appa-

reil fut lancé en l'air comme une fusée et vint se briser au plafond.

J'en fis faire immédiatement un second, pour lequel je cherchais à éviter les inconvénients que j'avais reconnus au premier. Cet appareil est représenté planche V, figure 5. J'ai supprimé le serpentin qui gênait pour sécher parfaitement l'appareil, quand on voulait le suspendre à la balance.

Le premier calorimètre se compose du tube de laiton ABC, ayant les mêmes dimensions que celui de la figure 2, et de deux tubes DEF, JL soudés suivant une de leurs arêtes. Ces deux tubes ont le même diamètre que le second tube DEF de l'appareil (fig. 2); chacun est garni à l'intérieur d'un tube ouvert en bas, et sur lequel sont soudés des petits disques échancrés, semblables à celui de la figure 7. De cette façon, la vapeur fournie par le liquide condensé dans le récipient ABC circule, deux fois, suivant une spirale pour se mettre en équilibre de température avec l'eau du calorimètre. En outre, le tube JL porte un fil capillaire d'argent Jz qui communique avec un manomètre à air comprimé, à l'aide duquel on peut savoir à chaque instant la pression du gaz en avant de l'orifice capillaire *m*.

Quand on veut charger le récipient ABC du liquide volatil, on défait la vis *y*, on retire le système du calorimètre et on le place dans de l'eau très-froide, ou dans un mélange réfrigérant liquide. On fait communiquer le récipient ABC par le tube métallique *dx* avec l'atmosphère gazeuse du réservoir Thilorier contenant l'acide carbonique liquide. On pousse la vis R*l* jusqu'à refus, et on isole ainsi complétement le récipient ABC des autres parties de l'appareil. On ouvre le robinet R et on fait arriver l'acide carbonique gazeux.

Quand on suppose que le récipient ABC est à peu près rempli de liquide, on ferme le robinet R, et on soulève quelques instants la vis R′ pour laisser échapper un peu de gaz, afin d'être sûr qu'il reste une petite atmosphère gazeuse au-dessus du liquide. On la referme ensuite.

L'appareil est alors replacé dans un bain d'eau à la température ambiante. On l'essuie, on le sèche complétement et on en prend la tare sur la balance.

L'appareil est maintenant replacé dans la cuve GHIK et l'on ajuste la tubulure *lm*, avec son orifice capillaire *m*, au second calorimètre à détente QRST, fig. 3.

L'expérience se fait ensuite exactement comme je l'ai décrit; mais la disposition actuelle permet jusqu'à un certain point de régler sa marche.

Ainsi, on connaît à chaque instant, par le petit manomètre communiquant par le tube JZ, la force élastique F du gaz avant sa sortie par l'orifice capillaire *m*; de plus, en manœuvrant convenablement la vis R′, on peut maintenir cette force élastique presque constante pendant toute l'expérience. On se trouve donc dans des conditions favorables pour déterminer la quantité de chaleur prise au second calorimètre par la détente du gaz, depuis la force élastique F jusqu'à celle de l'atmosphère extérieure, absolument comme dans les expériences de la première partie de ce mémoire.

La manœuvre de la vis R′ peut servir aussi pour diminuer, à volonté, l'excès de force élastique F—H qui se détruit dans la détente.

Enfin, si l'on cherche à obtenir principalement la chaleur absorbée par l'acide carbonique liquide quand il prend l'état

gazeux et se détend jusqu'à la pression de l'atmosphère, on ouvre très-peu la vis R′, afin que la vaporisation se fasse lentement. Dans ce cas, le liquide ne descend plus beaucoup au-dessous de la température de l'eau qui l'environne, et on peut regarder le résultat comme se rapprochant beaucoup de celui qu'on obtiendrait pour de la vapeur saturée dans le récipient ABC à la température θ du calorimètre.

Dans la description qui précède, j'ai supposé qu'on opérait sur l'acide carbonique, mais on conçoit que le procédé s'applique parfaitement à tous les gaz qu'il est possible de liquéfier par la compression.

La figure 11, planche V, représente un troisième appareil, que j'emploie pour les mêmes recherches et qui a, sur les deux appareils précédemment décrits, l'avantage de produire dans le premier calorimètre une vapeur beaucoup plus rapprochée de l'état de saturation, surtout pour les liquides de très-grande volatilité. Les manipulations sont aussi plus faciles, parce que l'on n'a pas besoin de démonter l'appareil pour chaque expérience.

L'appareil se compose d'un récipient en laiton très-solide AB, dans lequel on introduit le liquide qui doit être soumis à l'expérience. Ce récipient est maintenu, à poste fixe, dans une cuve GHIK, que l'on peut remplir avec un mélange réfrigérant pour l'introduction de la substance volatile, puis ensuite d'eau à une température déterminée quand on veut faire l'expérience calorimétrique.

Le récipient AB est surmonté d'une tubulure AO, munie d'un robinet R, par laquelle on fait arriver le gaz de la substance volatile, soit en le comprimant directement par une pompe foulante, soit en mettant le récipient en communica-

tion par le tube OS, avec un réservoir dans lequel on a préalablement condensé le liquide volatil.

Le même récipient est muni d'une tubulure inférieure BR', avec un robinet R', et qui porte une tubulure latérale R'QC se terminant par un fil capillaire d'argent CD, lequel traverse la cuve GHIK pour pénétrer dans le tube vertical EF du premier calorimètre. L'extrémité F de ce fil capillaire est ouverte. Un second tube vertical E'F', de mêmes dimensions que le premier, communique avec celui-ci par la tubulure horizontale O; il communique avec un troisième tube E''F'' par deux tubulures horizontales, l'une inférieure O'' de plus petite section, l'autre supérieure O' de section plus grande.

Enfin, le troisième tube vertical E''F'' communique, par la tubulure à grande section O''', avec un gros tube vertical *abcd*, de 40 millimètres de section intérieure, qui contient un grand nombre de disques horizontaux, semblables à ceux de la figure 7, dont le but est de forcer la vapeur à circuler longtemps en spirale, afin qu'elle arrive à l'orifice capillaire *m* de la tubulure supérieure *lm*, constamment en équilibre de température avec l'eau du premier calorimètre.

La tubulure *lm* s'engage dans le second calorimètre de détente QRST de la figure 3.

On commence par remplir le récipient ABC du liquide volatil. Pour cela, on remplit la cuve GHIK d'un mélange réfrigérant; on met le tube OS en communication avec le réservoir, dans lequel on a précédemment condensé la substance liquide, ou avec la pompe qui la liquéfiera par compression, directement, dans le récipient AB, en interposant au besoin les substances qui doivent priver le gaz de la vapeur

d'eau entraînée. Lorsqu'on a introduit une quantité suffisante de matière dans le récipient AB, on ferme le robinet R, on fait écouler le mélange réfrigérant, et on le remplace par de l'eau à une température un peu supérieure à celle de l'eau qu'on placera dans les deux calorimètres LMNP et QRST de la figure 3.

L'eau ayant été placée dans les calorimètres, on met en mouvement les agitateurs, qui remueront régulièrement l'eau dans les deux calorimètres et dans la cuve GHIK. On note la température des trois thermomètres, et on suit leur marche pendant les 10 minutes initiales, sous l'influence unique des causes extérieures. On ouvre alors brusquement le robinet inférieur R'. La grande pression, que l'atmosphère du récipient AB exerce sur le liquide, force celui-ci de couler vivement par le fil capillaire d'argent, dont la très-petite section empêche cet écoulement d'être trop rapide. Le liquide est projeté vivement sur la plaque supérieure du premier tube vertical EF; la partie qui n'est pas réduite en vapeur coule liquide sur les parois intérieures du tube et, si elle gagne l'extrémité inférieure du tube; elle se répand liquide dans le second tube E'F' par la tubulure horizontale O, qui est traversée en même temps par la partie gazeuse. Ainsi, l'eau du calorimètre se trouve dans les conditions les plus favorables pour empêcher la température du liquide de s'abaisser beaucoup par la vaporisation; le gaz produit rencontre longtemps le liquide qui le maintient à l'état de saturation. Ces conditions que je viens de formuler pour le premier et le second tube du premier calorimètre se produiront également dans le troisième et dans le quatrième tube; le liquide, arrivé en excès, se répandra dans ces tubes par les

tubulures inférieures; le gaz barbotera dans ce liquide dans les tubulures O′, O″ et O‴; il se réchauffera dans les tubes verticaux et en traversant la tubulure horizontale supérieure O′; enfin dans le gros tube *abcd*, qu'il doit suivre suivant une spirale prolongée, il se met en équilibre de température avec l'eau du premier calorimètre, pour s'échapper par l'orifice capillaire *m*.

Au commencement de l'expérience, l'écoulement du liquide par le fil capillaire d'argent est très-rapide, parce que l'atmosphère gazeuse du récipient AB possède un très-grand excès de pression; mais il se ralentit bien vite quand la vapeur s'est développée dans les tubes verticaux. La quantité de liquide qui pénètre dans le calorimètre est seulement égale à celle qui sort à l'état gazeux, dans le même temps, par l'orifice capillaire *m*.

On a deux moyens pour régler la vitesse d'écoulement :

On peut modifier la section de l'orifice capillaire *m*, ou élever la température de l'eau de la cuve GHIK plus ou moins au-dessus de celle du calorimètre. On a bientôt reconnu, pour chaque substance, quel est celui des deux moyens que l'on doit employer pour obtenir l'écoulement le plus convenable.

Lorsque le thermomètre du premier calorimètre a montré un abaissement suffisant de température, on ferme subitement le robinet R′ pour arrêter l'arrivée du liquide. On continue à observer, de minute en minute, les thermomètres, jusqu'à ce que leurs variations soient devenues très-faibles et régulières; enfin on fait l'observation de leurs variations pendant les 10 minutes finales, sous l'influence unique des causes extérieures.

Il faut maintenant connaître le poids du liquide que l'on a fait passer par le calorimètre.

Or, de deux choses l'une : le gaz qui s'écoule est très-peu soluble dans l'eau, et alors on peut mesurer son volume par le compteur à gaz ;

Ou bien c'est un gaz acide ou alcalin, qui peut être absorbé par une substance convenablement choisie et alors j'emploie les absorbeurs très-puissants que j'ai décrits tome II, pages 151, et qui sont représentés par les figures 14, 16 de la planche I, jointe à ce volume.

Ces deux cas se sont présentés pour le petit nombre de liquides très-volatils sur lesquels j'ai pu opérer jusqu'ici.

DESCRIPTION D'UN APPAREIL DEVANT SERVIR A DÉTERMINER, PAR UNE MÉTHODE DIFFÉRENTIELLE, LES CAPACITÉS CALORIFIQUES D'UN GAZ SOUS DIVERSES PRESSIONS, MAIS A PRESSION CONSTANTE, ET LA CAPACITÉ CALORIFIQUE DE CE MÊME GAZ QUAND IL CHANGE DE FORCE ÉLASTIQUE.

Cet appareil est représenté par la figure 6 de la planche V.

ABCD est une grande cuve en métal, munie de deux appendices coniques semblables XYZ. Deux serpentins égaux en cuivre rouge, de 10 mètres de long et ayant 8 millimètres de diamètre intérieur, sont disposés symétriquement dans cette cuve. Par l'une de leurs extrémités, ces serpentins communiquent avec le gros robinet V; par l'autre, chacun de ces serpentins communique avec un calorimètre EFGH, E'F'G'H'. On a cherché à rendre les deux calorimètres aussi identiques que possible; je vais donner la description de l'un d'eux.

abcd est un tube central, de 12 millimètres de diamètre intérieur, qui communique par une tubulure horizontale O avec l'un des serpentins de la cuve ABCD, et par une seconde tubulure horizontale *e* avec une boîte annulaire en métal *efgh*, garnie d'une série de rondelles annulaires métalliques portant des échancrures. La figure 7 représente l'un

de ces anneaux avec son échancrure *abcd*. L'anneau qui est immédiatement au-dessus, et celui qui est immédiatement au-dessous, ont leurs échancrures diamétralement opposées à celle du disque intermédiaire, c'est-à-dire en $a'b'c'd'$; de telle sorte que l'air, au sortir du tube central *abcd* (fig. 6), est obligé de circuler en spirale dans la boîte annulaire *efgh* avant de s'échapper du calorimètre par le tube vertical *ik*.

Le tube central *abcd* est surmonté d'une pièce métallique semblable à celle qui est représentée planche IV (fig. 12), mais renversée. Il est muni en outre, intérieurement, d'un petit disque *xy*, dont l'orifice, exactement rodé, a un diamètre de 8 millimètres égal à celui des serpentins de la grande cuve ABCD. Un cône métallique *p* termine la vis *r*; il est ajusté de manière à fermer exactement l'orifice du disque *xy* quand la vis *r* est poussée au refus. Lorsqu'au contraire la vis *r* est suffisamment soulevée, l'air trouve en *xy* un passage dont la section est égale à celle des serpentins de la grande cuve.

La petite portion de chacun des deux serpentins de la grande cuve, qui est comprise entre la soudure au dehors du cône XYZ et son entrée dans le calorimètre correspondant, est exactement la même des deux côtés. Pour neutraliser autant que possible l'action de l'air ambiant sur ces deux portions, on les a entourées d'un petit cylindre en carton, dont les parois sont à 1 millimètre de distance du tube métallique.

Les calorimètres sont munis de thermomètres à mercure T, T', très-sensibles et rigoureusement comparés, ainsi que d'agitateurs *qmn*, $q'm'n'$ qui reçoivent un mouvement d'agitation uniforme d'un moteur unique.

Je me bornerai à cette description sommaire de l'appareil; les autres parties utiles, qui s'y trouvent, seront expliquées dans l'exposé que je vais faire des procédés d'expériences.

I

Les premières expériences qu'il convient de faire ont pour but de donner aux deux calorimètres exactement la même valeur calorimétrique en eau, et de constater par l'expérience s'ils sont influencés de la même manière par les causes perturbatrices extérieures.

J'ai dit précédemment qu'on s'était attaché à rendre les calorimètres aussi semblables que possible; mais on ne peut pas espérer le réaliser complétement. On pèse les deux calorimètres, avant de les ajuster dans l'appareil; l'un pèsera P, l'autre $P + p$. Si c représente la chaleur spécifique du métal qui les compose, la valeur en eau du premier calorimètre sera Pc; celle du second sera $(P + p)\ c$. Leurs valeurs calorimétriques seront égales si l'on met dans le premier calorimètre un poids M d'eau, et dans le second un poids $M - pc$.

Les deux calorimètres ont la même valeur en eau, mais il faut savoir si ils subissent la même influence des causes perturbatrices. S'il en est ainsi, les deux calorimètres doivent subir la même variation de température quand ils sont traversés, simultanément, par la même quantité d'air qui leur arrive avec la même vitesse et avec le même excès de température.

Pour cela on procède comme il suit :

La cuve ABCD est remplie d'huile chauffée à une température T que l'on maintient à peu près constante pendant toute la durée de l'expérience.

Les robinets V, R et R' sont dans la position que montre la figure 6. Les vis r et r' sont soulevées de façon que l'air trouve dans les deux calorimètres une section de passage qui n'est jamais moindre que 8 millimètres.

L'air est comprimé préalablement dans le grand réservoir sous une pression F; mais on continue à faire marcher la pompe de compression pendant l'expérience pour qu'elle rende au réservoir à peu près l'air qui en sort.

Le réservoir à air communique avec le robinet V de l'appareil par la tubulure U. On a mastiqué dans cette tubulure un tube capillaire en verre, par lequel l'air comprimé se détend et qui règle ainsi la vitesse avec laquelle le gaz circule dans l'appareil.

Lorsque tout est disposé pour l'expérience, on observe la variation des thermomètres T et T' pendant les 10 minutes initiales pour obtenir le premier élément nécessaire au calcul des effets produits par les causes perturbatrices; puis on ouvre la communication de la tubulure U avec le réservoir à air comprimé.

L'air se détend par le tube capillaire en verre, il arrive dans le tube MS avec une pression très-peu différente de celle de l'atmosphère extérieure; il traverse le premier serpentin de la cuve ABCD, passe par le tube P'O' dans le calorimètre E'F'G'H', auquel il abandonne son excès de température;

Il sort par la tubulure $f'\,i'$, suit le tube $i'k'$, et descend

par le tube S′N′ dans le second serpentin de la cuve ABCD qu'il traverse en reprenant de nouveau la température T;

Enfin il traverse le second calorimètre EFGH dans des conditions identiques à celles où il a traversé le calorimètre E′F′G′H′, et il s'échappe par le tube vertical en traversant le robinet R, dont la tubulure l communique avec un grand compteur à gaz. Les indications de ce compteur, dont la graduation a été rigoureusement vérifiée, permettent de calculer le poids de l'air qui a traversé l'appareil.

La conduite de l'expérience et l'observation des thermomètres T, T′, T″ se font exactement comme dans mes autres expériences pour déterminer la capacité calorifique des gaz; je ne m'y arrêterai pas.

Lorsqu'on a fait écouler une quantité suffisante d'air, on interrompt la communication avec le grand réservoir d'air, et on achève l'expérience comme à l'ordinaire.

Si toutes choses sont égales pour les deux calorimètres, comme on a cherché à le réaliser, les deux thermomètres T et T′ montreront la même variation de température. Mais si, dans un certain nombre d'expériences successives, l'un des calorimètres montre constamment une élévation plus grande de température, il suffit d'augmenter un peu la quantité d'eau pour amener l'égalité des effets. Le principe de la méthode consiste donc à égaliser les calorimètres le plus exactement possible, par les soins apportés dans la construction, et par l'égalité calculée de leur valeur calorimétrique, et à achever ensuite la compensation par l'addition à l'un d'eux d'une petite quantité d'eau qui doit rendre égales les deux moyennes déduites d'un nombre suffisant d'expériences.

On s'assure si la compensation est réellement obtenue, en faisant une nouvelle série d'expériences où l'on fait marcher le courant d'air en sens contraire. Pour cela, on tourne de 90° les robinets U, R et R'. L'air passe alors d'abord par le calorimètre EFGH, et il échappe dans le compteur après avoir traversé le calorimètre E'F'G'H'. L'inversion de la direction du courant ne doit pas troubler l'égalité des valeurs données par les deux calorimètres.

II.

On fait des expériences, toutes semblables, en faisant passer dans les deux serpentins de l'air sous haute pression.

Pour cela on ôte de la tubulure U le bout du tube capillaire en verre par lequel se faisait la détente de l'air comprimé dans les expériences précédentes, et l'on mastique ce tube capillaire dans l'une des tubulures *l* et *l'*, que l'on fait communiquer ensuite avec le compteur à gaz. L'air traverse alors tout l'appareil avec la pression qu'il avait dans le grand réservoir à air, et il ne se détend qu'à sa sortie.

On reconnaîtra encore ici si les deux calorimètres donnent des valeurs égales.

III.

On se propose de reconnaître si la capacité calorifique en poids de l'air, sous pression constante, varie avec la valeur de cette pression.

On mastique le tube capillaire en verre dans la tubulure *S'*,

les robinets U, R et R′ étant disposés comme le montre la figure 6.

L'air traverse alors le calorimètre E′F′G′H′ sous haute pression; il se détend en *S′* après sa sortie de ce calorimètre, et passe avec la pression atmosphérique par le second serpentin de la cuve, puis par le calorimètre EFGH.

On comparera ainsi la capacité calorifique de l'air sous la pression F avec la capacité calorifique de la même quantité d'air sous la pression atmosphérique. Si les deux capacités calorifiques sont parfaitement égales, les élévations de température des deux thermomètres ne le seront pas, parce qu'il y aura plus de chaleur transmise par conductibilité au calorimètre qui reçoit l'air comprimé qu'à celui qui reçoit l'air sous la pression de l'atmosphère (tom. II, pag. 211). Ce fait sera d'ailleurs mis en évidence par les variations de température que l'on observera sur les deux thermomètres pendant les 10 minutes initiales, et pendant les 10 minutes finales, où l'air ne traverse pas l'appareil. Il est démontré de même par la comparaison des expériences des paragraphes I et II. L'expérience donnera l'égalité des deux capacités calorifiques quand on aura fait les corrections pour les causes perturbatrices d'après les observations des 10 minutes initiales et des 10 minutes finales.

On peut encore ici appliquer l'inversion du courant d'air, faire passer l'air comprimé successivement dans l'un, puis dans l'autre calorimètre.

IV.

Pour comparer notre *capacité calorifique spéciale*, définie (p. 594), c'est-à-dire avec détente, à la capacité calorifique

sous la pression constante de l'atmosphère, on procédera de la manière suivante :

Le tube capillaire en verre n'entre plus dans l'appareil. Les robinets V, R et R′ restent disposés comme le montre la figure 6. La vis r reste aussi dans la position que la figure indique, c'est-à-dire laissant l'orifice xy entièrement ouvert. Mais on descend la vis r' jusqu'à ce que, pénétrant dans l'orifice $x'y'$, elle ne laisse plus qu'un interstice capillaire par lequel le gaz peut passer.

Dans ces conditions, l'air traverse, sous haute pression, le premier serpentin de la cuve ABCD ; il pénètre, sous haute pression, dans le tube central $a'b'c'd'$ du calorimètre E′F′G′H′ ; il se détend dans l'interstice capillaire que lui laisse le cône p' et traverse, sous la pression atmosphérique, la boîte annulaire $e'f'g'h'$ de ce calorimètre. Ainsi, dans ce cas, le calorimètre E′F′G′H′ donne bien la *capacité calorifique spéciale* que j'ai définie page 594.

L'air, sortant sous la pression atmosphérique du calorimètre E′F′G′H′, traverse le second serpentin de la cuve, où il se réchauffe, puis le calorimètre EFGH auquel il abandonne sa capacité calorifique sous pression atmosphérique constante.

Nous venons de comparer la *capacité calorifique avec détente* à la capacité calorifique du même gaz sous la pression constante de l'atmosphère. Mais nous pouvons aussi, avec notre appareil, comparer la capacité calorifique avec détente à la capacité calorifique sous la haute pression initiale restant constante.

Pour cela, on laisse les vis r et r' dans la situation qu'elles avaient dans les expériences précédentes, et on tourne de 90° les robinets V, R et R′.

Avec cette nouvelle disposition, l'air comprimé traverse l'un des serpentins de la cuve ABCD; il traverse sous haute pression le calorimètre EFGH, passe par le second serpentin de la cuve, se rend sous haute pression dans le calorimètre E'F'G'H', où il se détend jusqu'à la pression atmosphérique, pour s'échapper finalement par le compteur.

Enfin, il est évident que l'on peut faire l'inversion des calorimètres, c'est-à-dire faire fonctionner l'appareil de manière que la détente de l'air comprimé se fasse dans le calorimètre EFGH au lieu de se faire comme précédemment dans le calorimètre E'F'G'H'.

L'appareil que je viens de décrire existe depuis longtemps dans mon laboratoire; je le destinais à une série de recherches qui devaient servir à contrôler mes anciennes expériences sur le même sujet. Le temps m'a manqué jusqu'ici pour l'utiliser, et dans la crainte qu'il en soit encore ainsi par la suite, j'ai cru convenable d'en publier la description.

TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS CE VOLUME.

MÉMOIRE SUR LA VITESSE DE PROPAGATION DES ONDES DANS LES MILIEUX GAZEUX.

Pages.

MÉMOIRE SUR LA DÉTENTE DES GAZ.

DÉTENTE DYNAMIQUE.

Première partie.

Deuxième partie.

APPENDICE.

Paris. — Typographie de Firmin Didot frères, fils et Cie, rue Jacob, 56





